III. Bildfeldzerlegung und Bildsignal. Eindimensionale Theorie, Blendeneinflüsse.

Bearbeitet von Professor Dr. F. SCHRÖTER, Ulm a/D.

1a. Einleitung.

Die Theorie der Bildfeldzerlegung ist der mathematische Ausdruck der Veränderungen, die das Fernbild durch die Vorgänge der Abtastung, der elektrischen Fernübertragung und der Wiedergabe durch die Schreibblende erleidet. Die Ursachen des Verlustes an Schärfe und Inhalt sowie der Verzerrungen und Fälschungen („Fremdkomponenten"), die insgesamt auf dem Empfangsschirm beobachtet werden, sind mannigfacher Art. Diese Ursachen zu erkennen, ist Aufgabe sie nach Möglichkeit einzuschränken, Nutzanwendung der Zerlegungstheorie; beides gehört hierher.

Unter „Verzerrungen" sind in diesem Kapitel nicht etwa solche von geometrischer Art, bedingt durch Nichtlinearitäten der beiden Ablenksägezähne, zu verstehen. Jede Theorie der Bildfeldzerlegung setzt voraus, daß die Abtast- bzw. Schreibgeschwindigkeit in Zeilen- und Bildrichtung *konstant* ist; ausgenommen selbstverständlich die Übertragung mittels Geschwindigkeitsmodulation (vgl. S. 229). Wir müßten jedoch in unsere Betrachtungen die Wirkung von *Phasenfehlern* der Synchronisierung sowie jene Erscheinungen einbeziehen, die entstehen, wenn im Bildfelde Bewegungen von erheblicher, gegenüber der Abtastgeschwindigkeit nicht zu vernachlässigender Schnelligkeit stattfinden. Zu diesen Verzerrungen träten weitere Störungen hinzu: Nichtlineare Wiedergabe der Grauskala, die Laufzeitstreuung in den Verstärkern und Übertragungsleitungen, statistische Schwankungen, Echos infolge von Reflexionserscheinungen. Eine vollständige, alle diese Einflüsse enthaltende Theorie wäre außerordentlich kompliziert und von geringem praktischen Nutzen. Man beschränkt sich daher gewöhnlich auf die Analyse der Zusammenhänge zwischen Detailwiedergabe und Frequenzband bei definierter „Blende" und berücksichtigt in einer genaueren Theorie außerdem dasjenige, was als Folge des *regulären* Zerlegungsvorganges, also nicht durch Mängel des Systems oder durch Grenzüberschreitungen bedingt, im Empfangsbilde sichtbar wird (z. B. Mehrdeutigkeiten, Störmuster).

Wären die bildabtastenden und die bildschreibenden Licht- bzw. Elektronenbündel unendlich schmal, d. h. die dadurch bestimmten Flächenelemente mathematische Punkte, und wäre ferner der elektrische Kanal in unendlicher Breite gleichmäßig frequenzdurchlässig, trotzdem aber frei von thermischem Rauschen, so entfiele die Grundlage einer Zerlegungstheorie. Die Zeitdauer der Übermittlung ginge gegen unendlich; Fernbild und Original wären nicht unterscheidbar. Die Notwendigkeit rechnerischer Erfassung der in Wirklichkeit durch die geforderte Zerlegungsgeschwindigkeit und durch die Übertragungsmittel bedingten Abweichungen in der Wiedergabe folgt erst aus dem Kompromiß, den die Technik uns aufzwingt und für den die Sehschärfe des menschlichen Auges maßgebend ist: Zerlegung und Aufbau des Bildpunktrasters sind nur mittels *endlicher* Energie-

mengen, d. h. angesichts der kurzen Zeiten mittels genügend weiter Querschnitte der abtastenden und der schreibenden Strahlen oder Blenden möglich. Daher haben auch die Flächenelemente endliche Größe; sie beschränkt den erzielbaren Auflösungsgrad. Dieser soll trotzdem möglichst an die Sehschärfe des Normalauges heranreichen. Ferner ist die Frequenzbandbreite des übertragenden Kanals stets begrenzt und Laufzeitstreuung vorhanden.

Demgemäß unterscheidet die Theorie der Bildfeldzerlegung 1. sogenannte *Blendeneinflüsse*, die Funktionen von Größe, Form und Energieverteilung des wirksamen Strahlquerschnitts sind (der Ausdruck „Blende" rührt aus der Aera der mechanisch-optischen Zerlegung her, in der das Flächenelement durch eine Blendenöffnung definiert wurde. Er ist zweckmäßigerweise in die Neuzeit übernommen worden, weil die engste Einschnürung eines Licht- oder Kathodenstrahls nicht anders wirkt). 2. *Frequenzbandeinflüsse*, die von der resultierenden Übertragungscharakteristik (Frequenzdurchlässigkeit, Phasengang, Einschwingverhalten) der eingeschalteten Kreise, Filter, Verstärker, Netzwerke, Leitungen usw. abhängen. Eine geschlossene Theorie muß *beide* Einflüsse und ihr Zusammenwirken im Übertragungsergebnis nach *beiden* Koordinatenrichtungen des Bildes berücksichtigen.

Die Auswirkungen von statistischen Amplitudenschwankungen (thermisches Rauschen, Schroteffekt, Verteilungsrauschen) ist in den bestehenden Zerlegungstheorien nicht enthalten, indem angenommen wird, daß diese Schwankungen prozentual klein genug bleiben, um vernachlässigt werden zu können. Das Rauschen bedingt keine Verzerrungen der Bildgeometrie, soweit es nicht indirekt durch Beeinflussung der Synchronisiergenauigkeit auf die Relativlage der Bildpunkte im Bildfeld einwirkt, es äußert sich jedoch als sichtbar überlagerte zeitliche Schwankung der jedem Bildpunkt zugeordneten Leuchtintensität und kann dadurch zu Kontrastverfälschungen führen, sowie bei großen Amplituden zu vollständigem Untergehen des Bildinhalts im unruhigen, an ein maskierendes Schneegestöber erinnernden „Grieß". Die außerordentlich wichtige Rolle, die dem Rauschanteil des Bildsignals in der Praxis zukommt, läßt es angezeigt erscheinen, bei der Behandlung der energetischen Umwandlungen, die das Fernsehen erfordert, auf das Rauschproblem kurz einzugehen. Systematischer muß der Einfluß der Störschwankungen beim Besprechen der Signalerzeugung in den Bildabtaströhren erfaßt werden (vgl. Kap. VIII.3b).

1b. Berichtigung des Frequenzbandes durch Berücksichtigung der Rücklaufzeiten.

Wir wollen, ohne zunächst das Verhältnis der horizontalen zur vertikalen Bild*schärfe* und andere Einflüsse näher in unsere Betrachtungen einzubeziehen, den Einfluß des Zeilen- und des Bildrücklaufs auf das bei der Bildabtastung entstehende Frequenzband allein berücksichtigen. Wie bereits im einleitenden Kapitel, I. 5b, ausgeführt, muß der bildzerlegende Licht- oder Elektronenstrahl am Ende jeder Zeile und jedes ganzen Zeilenfeldes zum Rande der Zeilenanfänge bzw. zum obersten Bildrande zurückkehren (Sägezahnablenkung). Während dieser Bewegung kann und darf keine Aussendung von Bildinhalt stattfinden, weil dies im Empfangsbildfelde einen störenden Linienzug hervorrufen würde. Der Strahl muß daher ausgetastet werden, und die nicht unerhebliche Rücklaufdauer geht somit für die Übertragung verloren. Zeilenfrequenz f und Feldfrequenz f_f sind nun aber normierte Werte. Von der Zeilenperiode $1/f$ bzw. von der Feldperiode $1/f_f$ muß also ein Bruchteil für den Rücklauf benutzt werden, und dies bedingt, daß die Gesamtheit der auf die Zeile entfallenden Bildelemente

in kürzeren Zeiten als $1/f_z$ bzw. $1/f_f$ durchlaufen wird. Dementsprechend wächst die tatsächlich entstehende Abtastfrequenz (d. h. die zu übertragende, für den synchronen Aufbau des Empfangsbildes benötigte Steuerfrequenz) an. Die in Kap. I. 1c und I. 3b abgeleiteten Werte dieser Frequenz sind somit einer ersten Revision zu unterziehen. Ihr Ergebnis wird später durch den sogenannten KELL-Faktor zu ergänzen sein.

Ein für allemal sei festgehalten, daß im normierten Zerlegungsschema die Bildzeilen horizontal[1], Abtastung und Aufbau des Bildfeldes aus den einzelnen Bildzeilen also vertikal gerichtet sind. Die Zerlegung beginnt am linken oberen und endet am rechten unteren Rande des Bildes.

Wir wählen die Bezeichnungen wie folgt:

Zahl der Bildzeilen für das vollständige Bild	k
Zahl der Bildzeilen für das einzelne Feld (bei normalem, einfachem Zeilensprung)	$k/2$
Verhältnis Breite: Höhe des Bildfeldes (l/q)	F
Zahl der vollständigen Bilder je Sekunde	n
Zeilenfrequenz	$f_z = n \cdot k$
Feldfrequenz	f_f
Zeilendauer (einschl. Zeilenrücklauf)	$1/f_z$
Dauer des Einzelfeldes (einschl. Rücklauf)	$1/f_f = 1/2n$
Zeilenrücklaufdauer	τ_z
Rücklaufdauer des Einzelfeldes	τ_f
Zeit	t
Prozentualer Anteil der Zeilenrücklaufdauer an der Zeilendauer $1/f_f$	m; daher $\tau_z = m/f_z$
Prozentualer Anteil der Rücklaufdauer des Einzelfeldes an der Dauer des Einzelfeldes $1/2n$	p; daher $\tau_f = p/2n$
Maximale resultierende Bildfrequenz	Δf max
Seitenlänge des Bildelementquadrates (q Bildhöhe)	$\sim q/k$

Hiermit ergibt sich folgendes: Die starre Verknüpfung von f_z mit n bedingt, daß in der Zeit $1/2\,n$ volle $k/2$ Zeilenperioden ablaufen. Der merkliche Wert von τ_f gestattet aber nicht, ebensoviel Zeilen tatsächlich zu übertragen; vielmehr muß ein Teil (p%) davon preisgegeben werden, damit der Abtaststrahl rechtzeitig zum oberen Bildrande zurückgelangen kann. Auf die Bildhöhe entfallen dann nur $k \cdot (1 - p)$ Zeilen bzw. Bildelemente. Stellen wir uns diese wiederum als quadratisch vor, d. h. horizontale und vertikale Auflösung als gleich, so liegen längs der Zeile jetzt nicht mehr $k \cdot F$, sondern nur noch $k \cdot F \cdot (1 - p)$ Elemente aneinandergereiht. Die Dauer des Zeilenhinlaufs ist $\frac{1}{f} \cdot (1 - m)$. Da das Überfahren von je zwei aufeinanderfolgenden Bildelementen nach den bisherigen Annahmen die Höchstfrequenz liefert, erhalten wir sofort:

$$\Delta f_{\max} = \frac{k \cdot F \cdot (1 - p)}{2 \cdot \frac{1}{f_z} \cdot (1 - m)}, \quad \text{oder wegen } \frac{1}{f_z} = \frac{1}{n\,k} \tag{III.1}$$

$$\Delta f_{\max} = \frac{n\,k^2\,F}{2} \cdot \frac{1 - p}{1 - m}. \tag{III.2}$$

In Gl. (I.1) hatten wir die Höchstfrequenz bei der Abtastung ohne Zeilensprung gefunden zu

$$f_{\max} = \Delta f_{\max} = \frac{\varrho/2}{T_f},$$

[1] Die horizontale Zeilenrichtung ist nicht allein technisch bedingt durch die Zweckmäßigkeit der Fernsehabtastung von Filmstreifen mit konstanter Vorschubgeschwindigkeit, wobei die Filmbewegung die Zerlegung in Zeilen von selber liefert, sondern auch physiologisch und psychologisch: Unser Raumsinn verlangt vor allem scharfe Auflösung der Vertikalstrukturen, weil die wichtigsten Bewegungen in der Horizontalebene vor sich gehen.

wo T_f die Dauer des Einzelbildes bedeutet. Der Rücklaufverlust war dort vernachlässigt, so daß $\varrho = k^2 \cdot F$ die Gesamtzahl der Bildelemente angibt. Mit $T_f = 1/n$ folgt aus Gl. (I.1):

$$\Delta f_{\max} = \frac{n\,k^2\,F}{2}. \tag{III.3}$$

Der Korrektionsfaktor für das bei Berücksichtigung der Rückläufe entstehende (verbreiterte) Frequenzband ist somit

$$\sigma = \frac{1-p}{1-m}. \tag{III.4}$$

Beispiel: Zeilenrücklauf 15% der Zeilendauer, Rücklaufdauer des Einzelfeldes 5% von dessen Dauer, daher $m = 0{,}15$, $p = 0{,}05$. Demnach

$$\sigma \cong 1{,}12 \quad \text{und} \quad \Delta f_{\max} \cong 1{,}12 \cdot \frac{n\,k^2\,F}{2}. \tag{III.5}$$

Sind die Seiten des Abtastquerschnitts ungleich (Rechteckblende), so tritt noch ein weiterer Faktor hinzu:

$$\Delta f_{\max} = \frac{n\,k^2\,F}{2} \cdot M \cdot \frac{1-p}{1-m}, \tag{III.6}$$

wo M das Verhältnis der horizontalen zur vertikalen Auflösung mißt. Beträgt $M = 1 + p$, so folgt:

$$\Delta f_{\max} = \frac{n\,k^2\,F}{2} \cdot \frac{(1+p)\cdot(1-p)}{1-m} \cong \frac{n\,k^2\,F}{2\cdot(1-m)}, \tag{III.7}$$

da $p^2 \ll 1$. Der Einfluß der Bildrücklaufdauer verschwindet, und die horizontale Auflösung entspricht einer Blendenweite $\sim q/k$.

2a. Definition des Bildelements.

Wie schon früher bemerkt, ist das in 1 b angenommene Bildelement oder Flächenelement („Bildpunkt") eine fiktive, aber nützliche Größe, die aus der Mosaikvorstellung folgt. Wir hatten es als quadratisch, mit der Seitenlänge $\sim q/k$, also der Fläche $\sim (q/k)^2$, vorausgesetzt; jedoch ist dies willkürlich, da man sich ebensogut rechteckige oder anders geformte Bildelemente vorstellen kann, sofern nur die Bedingung erfüllt ist, daß sich das Bildfeld *lückenlos* aus solchen kleinsten Flächen homogener Helligkeit zusammensetzen läßt.

In allen einschlägigen Betrachtungen wird davon ausgegangen, daß die Größe des Bildelements durch die Abmessungen der abtastenden Blende bzw. durch den Querschnitt des abtastenden Strahls in der Bildebene definiert ist und daß zweckmäßigerweise der das Fernbild schreibende Lichtfleck relativ zur beschriebenen Gesamtfläche das gleiche numerische Verhältnis aufweist wie senderseits der abtastende Querschnitt zum abgetasteten Bildfeld. Diese Verhältniszahlen sind, wie gesagt, nicht unendlich klein, sondern *endlich*. Für ihre Wahl, die in den Fernsehnormen durch die Zeilenzahl k bei bestimmter Bildhöhe q vorgegeben ist, sind anerkannt als maßgebende Bezugswerte einerseits die in der Drucktechnik eingebürgerten Rasterfeinheiten, andererseits, als physiologisch bedingte Grenze, die normale Sehschärfe des menschlichen Auges.

Die im Zeitungsdruck benutzten Klischees sind zumeist sog. Autotypien, hergestellt nach Photographien mit Hilfe von Kreuzrastern, die $20 \cdots 70$ Linien auf 1 cm besitzen und daher $400 \cdots 4900$ Rasterlemente je cm^2 liefern. Ein so reproduziertes Bild auf gutem Papier mit $10\,\text{cm} \times 10\,\text{cm}$ Fläche erscheint uns aus dem normalen Betrachtungsabstand von 25 cm scharf, wenn es $100 \cdot 3600$ derartige

Rasterpunkte enthält. Nach der primitiven Mosaikauffassung berechnet, besteht ein Fernsehbild mit 625 Zeilen bei $q = 24$ cm Höhe und $l = 30$ cm Breite (Zeilenlänge) aus etwa $625^2 \cdot l/q \simeq 440\,000$ quadratischen Flächenelementen, wenn der Verlust einiger Zeilen und Zeilenenden durch Rücklauf und Abdeckung der Bildränder abgezogen wird. Auf einen quadratischen Querschnitt dieser Fläche mit $q = 24$ cm Seitenlänge würden dann rund 360000 Elemente entfallen. Wir können damit einen bequemen Vergleich anstellen. Vergrößern wir den Betrachtungsabstand vom Leuchtschirm, bis wir die Bildfläche unter dem gleichen Winkel sehen wie das gerasterte Zeitungsbild, so müßte aus dieser Entfernung der visuelle Eindruck der Fernsehübertragung ebenso befriedigend sein, da nach der Mosaikvorstellung für das Auge Gleichheit beider Auflösungsgrade besteht, entsprechend den 360000 Rasterelementen des Klischees. Der für gleichen Gesichtswinkel notwendige Abstand vom Leuchtschirm wäre dann 60 cm. Unter Annahme einer Sehschärfe von 1,5′ berechnet sich jedoch aus der ausgenutzten Zeilenzahl von etwa 600 eine Mindestentfernung von 92 cm, die in der Praxis räumlich ohnehin benötigt wird, ja sogar sich mit Rücksicht auf das Zwischenzeilenflimmern bei Anwendung des Zeilensprunges noch vergrößert (s. S. 33). Man könnte aus diesem Ergebnis schließen, daß bei der Normierung von 625 Zeilen den Ansprüchen des normalen Auges hinsichtlich der wahrgenommenen Bildauflösung ausreichend genügt ist.

Wir wissen aber bereits, daß die Mosaikvorstellung mit der Annahme horizontal und vertikal scharf gegeneinander abgegrenzter Flächenelemente der Wirklichkeit nicht entspricht. Aufgabe der Bildzerlegungstheorie ist, die Abweichungen von der Mosaikstruktur, herrührend von den Blenden- und Frequenzbandeinflüssen, sowie vom Detailerfassungsvermögen des Zerlegungsvorganges, qualitativ aufzuzeigen und den wahren Sachverhalt quantitativ auszudrücken.

In Fortführung des Vergleichs zwischen dem gedruckten Bilde und dem 625zeiligen Fernsehbilde müssen wir noch bedenken, daß die photographische Rasterung beim Anfertigen der Klischees infolge der Beugung des Lichtes Flächenelemente *verschiedener* Größe, in Funktion der Helligkeit, liefert, während wir für das Fernsehraster konstante Elemente von der Größe $\sim (q/k)^2$ annahmen. Da dieser Unterschied das Inbeziehungsetzen erschwert, sind wir von der Struktur des benutzten optischen Klischierrasters statt von der des resultierenden Druckstocks oder der damit hergestellten Reproduktion ausgegangen. Aber nicht der in dieser letzteren vorkommende einzelne Schwärzungspunkt kleinster Ausdehnung definiert die für den quantitativen Vergleich heranzuziehende größte Feinheit der Bildauflösung. Wir müssen vielmehr als „Bildelemente" die kleinsten Flächenstücke betrachten, die auf Grund ihres okular empfundenen Schwärzungsgrades eben noch mit Nachbarn kontrastieren können. Dazu gehört jeweils eine *Gruppe* von gedruckten Klischeepunkten; denn das Auge bewertet in Wirklichkeit als trennbare Graustufe die verschieden dichte Ausfüllung eines bestimmten Flächenstückes, das mehrere derartige Klischeepunkte umfaßt, mit Schwarz, und zwar, indem es dessen Anteil über diese Fläche *integriert*. Dieser Umstand aber stellt wieder die Brücke her zum Verständnis der Wirkung einer endlich weiten Blende beim Fernsehen.

Bei dem hier gewählten Beispiel bestand noch die Möglichkeit, die einzelnen Schwärzungspunkte des Klischeedrucks aus der Nähe visuell zu trennen. Der Fall entspricht etwa dem in Abb. 26 angenommenen. Hier reicht die Sehschärfe, besser gesagt, die *Trenn*schärfe des Auges aus, um innerhalb der Umrandung des Rasterelements $ABCD$ eine Detaillierung zu erkennen. Wie äußert sich die in Abb. 26a sichtbare Hell-Dunkel-Verteilung nun bei der Fernsehübertragung, wenn wir die Größe des abtastenden Strahlquerschnitts (der „Blende") gleich dem

Quadrat *ABCD* wählen? Stellen wir uns vor, daß diese bildzerlegende Blende von einem Lichtstrom konstanter Dichte durchflutet ist. Dieser taste eine Bildvorlage ab, deren Reflexionsvermögen in Weiß 100% und in Schwarz 0% beträgt. Dann wird bei der in Abb. 26b willkürlich angenommenen Schwarz-Weiß-Verteilung der photoelektrisch verwertete zurückgestrahlte Lichtstrom dem prozentualen Weißgehalt des Quadrates *ABCD* proportional und der Mittelung wegen, die sich über den Blendenquerschnitt erstreckt, nicht zu unterscheiden sein von dem Lichtstrom, den ein über die Fläche *ABCD* *homogen* verteiltes Grau reflektieren würde (Abb. 26c), wenn die Leuchtdichte dieses Grauwertes gleich der mittleren Leuchtdichte im Quadrat *ABCD* der Abb. 26b wäre. Mit anderen Worten, die Flächenintegrale des Lichtstromes in Abb. 26b u. Abb. 26c sind gleich.

Abb. 26a-c. Zur Definition des Bildelements beim Druckstock (hergestellt mittels photographischen Kreuzrasters).

Diese Mittelwertbildung durch abtastende Blenden hat nun ihr Analogon in dem erwähnten Verhalten der okularen Wahrnehmung gegenüber dem Klischeebild; auch bei diesem unterscheidet und bewertet das Auge subjektiv Flächenelemente nur auf Grund der Integration über den Schwarzgehalt endlicher, objektiv in sich noch differenzierter Bezirke.

Aus dem Vergleich von b und c in Abb. 26 darf aber weder gefolgert werden, daß Einzelheiten von geringerer Ausdehnung als der Blendenquerschnitt in der Übertragung gänzlich verlorengehen, noch daß etwa die verschiedenen Helligkeitsverteilungen im abtastenden Querschnitt nach Abb. 27a—f den gleichen Signalverlauf und das gleiche Abbild auf dem Empfangsschirm liefern würden. Wir kommen auf die tatsächlichen Verhältnisse alsbald zurück.

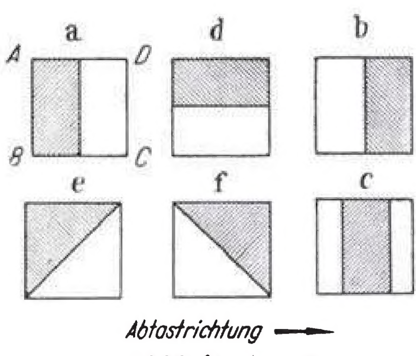


Abb. 27a-f. Helligkeitsverteilungen auf einer Fläche von der Größe des quadratischen Blendenquerschnitts, die gleichen integralen Lichtstrom liefern, aber nicht genau gleichen Helligkeitsverlauf in der übertragenen Abbildung ergeben würden.

Wenn wir mit der Bildauflösung bis an die Grenze der Sehschärfe gehen, hat die Helligkeitsverteilung innerhalb des einzelnen Bildelements keine Bedeutung mehr für das Erkennen und Bewerten eines Kontrastes mit den Nachbarelementen, sofern nur das Lichtstromintegral des Elements unverändert bleibt. In Abb. 28 stellt die Mäanderkurve a den Verlauf der Helligkeit in Zeilenrichtung x mit dem Mittelwert H_m und dem Wechselwert $H_\sim$ dar; sie entspricht einem gleichförmigen, vertikalen, d. h. senkrecht zu x stehenden Strichraster. Die Breite der abwechselnd helleren und dunkleren Striche sei d. Wird nun der Gesichtswinkel der Strecke d bis an die Grenze von 1,5′ herabgemindert, so verliert das Auge die Fähigkeit, eine Differenzierung von H längs d wahrzunehmen. Dementsprechend dürfen wir folgern, daß eine Helligkeitsverteilung gemäß der Sinuskurve b in Abb. 28 derjenigen nach der Mäanderkurve a in bezug auf okulare Übergangsschärfe und Kontrast (Helligkeitsgradient) gleichwertig ist. Die vertikale und horizontale Strichelung drückt die Gleichheit von Verlust und Gewinn an übertragener Energie für jede Einzelschwingung des H-Verlaufs aus (stillschweigend wird wirkliche Unveränderlichkeit der Konstanten des Weber-Fechnerschen Gesetzes angenommen). Wir erinnern uns, daß die empfundene Helligkeit nach dem Talbotschen Gesetz durch das Zeitintegral der Momentanintensität dargestellt wird. Aus Abb. 28 ist zu

erkennen, daß unter den gewählten Umständen die Periode der Kurve b zugleich die höchste benötigte Modulationsfrequenz im Fernsehkanal wäre. Könnten wir diese mit einer Aussteuerung $> H_{\sim}$ der mittleren Amplitude H_m, wie sie aus Abb. 28 hervorgeht, durch den Empfänger und das bildschreibende Organ wiedergeben, so würde im Fernbild das Strichraster mit dem vollen Hell-Dunkel-Kontrast des Urbildes, demnach mit gleicher subjektiver Schärfe, in die natürlich beiderseits die Abtastempfindlichkeit des Auges, η, nach Gl. (II.19) eingeht, reproduziert werden. Daß im gedachten Falle die endliche Breite des Schreiblichtflecks *ausschließlich den Modulationsgrad* des H_m beeinflußt, werden wir im Folgenden sehen.

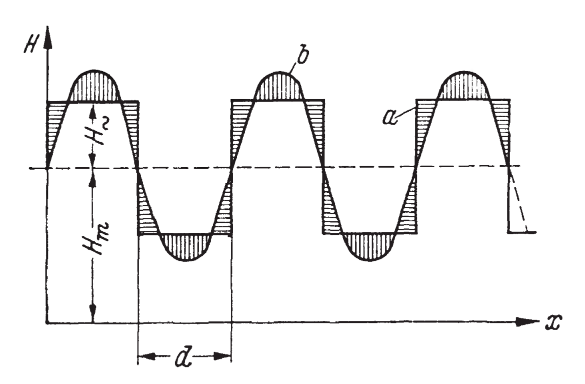


Abb. 28. Die Grundfrequenz (Sinuskurve b) eines Strichrasters (Mäanderkurve a) genügt für dessen fernsehmäßige Wiedergabe, wenn der Bildwinkel der Strich- bzw. Lückenbreite sich der Grenze 1,5′ (Sehschärfe) nähert; der Schwarz-Weiß-Kontrast ist abhängig vom Aussteuerungsgrad.

In der idealisierten optischen Darstellung des Strichrasters nach Abb. 28 sind Frequenzen bis $f = \infty$ enthalten, da die FOURIER-Reihe seiner Auflösung lautet:

$$H = H_m + \frac{4 H_{\sim}}{\pi}\left(\sin\frac{2\pi t}{\tau} + \frac{1}{3}\sin\frac{6\pi t}{\tau} + \frac{1}{5}\sin\frac{10\pi t}{\tau} + \cdots\right) \qquad \text{(III.8)}$$

mit τ = Zeitdauer für das Abtasten der doppelten Strecke d. Es leuchtet ein, daß die objektive Wiedergabe eines solchen Rasters durch elektrisch-optische Fernübertragung angesichts der beschränkten Frequenzdurchlässigkeit der gegebenen Kanäle unmöglich wäre. Die oben angestellte Überlegung enthebt uns dieser Problematik, da wir uns auf das 1. Glied, die Grundfrequenz der FOURIER-Reihe des Mäanders, beschränken können. Diese ist identisch mit der Kurve b in Abb. 28[1]. Die Feststellungen von Kap. III. 1b sind dabei nicht berücksichtigt, weil sie erst aus der Unvollkommenheit der technischen Übertragungsmittel folgen.

2b. Der Blendeneinfluß in der eindimensionalen Theorie.

Wir setzen hier zunächst hilfsweise voraus, daß der Fernsehkanal unbeschränkt frequenzdurchlässig und von gleicher Laufzeit für alle Frequenzen, ferner rauschfrei ist und alle Amplituden verhältnisgerecht überträgt. Obwohl diese Bedingungen praktisch nicht realisierbar sind, können wir uns doch vorstellen, daß mit entsprechendem Aufwand — Bandbreitenluxus, Laufzeitausgleichsglieder, streng lineare Übertragungselemente und großer Leistungsüberschuß — eine hinreichende Annäherung an den beschriebenen Idealfall zu erzielen wäre, wenigstens soweit, daß die nachstehenden Folgerungen nicht wesentlich von der Wirklichkeit abweichen und daher ihren orientierenden Wert behaupten. Die Annahme linearer und genügend rauschfreier Übertragung des Amplitudenumfanges ist allen Zerlegungstheorien gemeinsam, und auf tunlichst geradlinige Phasenkurve der Bildverstärker im Durchlaßbereich wird von den Geräteentwicklern heutzu-

---

[1] Setzt man in der Klammer der Gl. (III.8) nacheinander $t = \frac{\tau}{4}, \frac{\tau}{2}, \frac{3\tau}{4}$ und τ, so ergibt sich die Mäanderkurve, da für $t = \tau/4$ und $t = \frac{3\tau}{4}$ der Klammerwert $+\pi/4$ bzw. $-\pi/4$ wird. Läßt man die Glieder höherer Ordnung als 1 weg, so folgt exakt die Sinuskurve der Abb. 28.

tage entscheidend Wert gelegt. Den Einfluß der Frequenzbandbeschränkung werden wir später betrachten.

Die das Bild abtastende oder schreibende Blende sei zunächst als quadratisch, von der Seitenlänge d, und als vollkommen gleichmäßig in ihrem gesamten Querschnitt vom Licht- oder Elektronenstrom durchflutet vorausgesetzt. Ihre Geschwindigkeit in Zeilenrichtung sei $\vec{v}$. Die eindimensionale Theorie sieht davon ab, daß die Blende sich dauernd auch quer zu v verschiebt, wenn, wie es praktisch der Fall ist, die senkrecht zur Zeile, d. h. in „Bildrichtung", erfolgende Sägezahnablenkung einen stetigen Anstieg ihrer Strom- oder Spannungskurve aufweist. Sie erfaßt auch nicht, oder mindestens nicht in systematischer Weise, den Beitrag zur Signalform und zum Frequenzspektrum der Emission, den zur Zeilenrichtung wenig geneigte Helligkeitskanten und -abstufungen liefern, wenn sie von der bildfeldzerlegenden Blende überquert werden. Im übrigen sei vorweg bemerkt, daß in der zweidimensionalen Theorie die Frage, ob die Bildablenkung (Ablenkung in Bildrichtung) kontinuierlich oder sprunghaft, etwa während der Zeilenrückläufe, vor sich geht, keinen grundsätzlichen Unterschied im Ergebnis bedingt. Das Verdienst der zuerst, seit etwa 1927, entwickelten eindimensionalen Theorie [*1*, *2*, *3*, *4*] ist, den Einfluß der Abtastblende und der Frequenzbandbeschränkung auf die *Schärfe* der Wiedergabe feinerer Bildstrukturen und auf die Aussteuerung ihrer Hell-Dunkel-Abstufung sowie die Richtungsabhängigkeit der Detailerfassung durch den Zerlegungsvorgang grundsätzlich erkannt und in einer Form dargestellt zu haben, die durch die zweidimensionale Theorie nur wesentlich ergänzt, aber nicht entwertet werden konnte.

Abb. 29. Verunschärfender Blendeneinfluß bei Übertragung einer im Verhältnis zur Größe der quadratischen Blende A sehr kleinen Einzelheit (Punkt P hell auf vollkommen schwarzem Grunde). Kurve I: Ausgelöster Steuerstrom, II Länge der Schreibspur, III Verteilung der resultierenden Aufhellung, IV Ansicht der Abbildung von P.

Wenn auch die Folgerungen der eindimensionalen Theorie sich vorzugsweise auf Aussagen über die Auflösung und Reproduktion der Feinstruktur *längs der Zeile* beschränken, so gilt doch in der Mehrzahl der Fälle, daß bei bewegten Bildern eher auf Vertikalschärfe als auf Horizontalschärfe verzichtet werden kann. Es war daher wirklichkeitsnahe, daß man sich im Anfang nur für den Verlauf in der Waagerechten interessierte, wobei übrigens unterstellt wurde, daß die Zahl der Bildzeilen hoch genug sei, um allein schon dadurch eine gute Auflösung in der Senkrechten zu gewährleisten. D. h. man nahm die einzelne Zeilenbahn als äußerst schmal an, und unter dieser Bedingung kann natürlich ein Bild ohne merklichen Verlust an Schärfe durch ein Mosaik von Helligkeitsgradienten wiedergegeben werden, die sämtlich nur horizontal abgetastet sind.

In diesem und den folgenden Paragraphen soll demgemäß die eindimensionale Theorie als Leitfaden dienen, und erst nach vollständiger Behandlung der Blenden- und der Frequenzbandeinflüsse auf die Bildschärfe bei der Zerlegung in Zeilenrichtung (Einschwingphänomene) werden wir näher auf die Fragen der Vertikalauflösung (Querzerlegung) eingehen, um über diese zur zweidimensionalen Theorie zu gelangen.

Betrachten wir zunächst den Fall der Abb. 29, die Abtastung eines im Verhältnis zur Blende A *verschwindend kleinen* hellen Punktes P auf rein schwarzem

Untergrund. Sobald im Zeitpunkt $t_1 = 0$ die Blende mit ihrem rechten Rand P erreicht, springt der vom trägheitslosen Abtastorgan erzeugte Strom von Null auf einen endlichen Wert J. Nach vollständigem Überfahren von P, also mit guter Annäherung im Zeitpunkt $t_2 = d/v$, fällt der Strom wieder auf Null ab (Kurve I). Steuert unter den eingangs gemachten Voraussetzungen das übertragene elektrische Signal, gleichfalls ohne Trägheit, den Lichtstrom einer synchron bewegten bildschreibenden Blende der Weite d, und benutzen wir dafür die gleiche Zeitskala, so beginnt die gesteuerte Aufhellung wiederum im Zeitpunkt $t_1 = 0$ und endet im Zeitpunkt $t_2 = d/v$. Da nun der Lichtfluß J' den ganzen Blendenquerschnitt gleichmäßig ausfüllt, wird dessen Schreibspur sich vom Anfang der Lage *1* (linker Rand) bis zum Ende der Lage *2* (rechter Rand) erstrecken, also die Länge der Aufhellung durch die Strecke II von der Abmessung $2d$ in Zeilenrichtung wiedergegeben werden. Dies ist grundsätzlich die kleinste Ausdehnung oder, anschaulicher gesagt, *Verwaschungsbreite*, die bei Gleichheit der abtastenden und der schreibenden Blende von der wirksamen Weite d jedes noch so feine Bilddetail infolge der Verunschärfung durch die Blendenöffnung erlangen kann. Wie sieht nun die auf Grund des TALBOTschen Integrationsgesetzes entstehende ungleiche *Verteilung* der okular empfundenen Helligkeit längs der Verwaschungszone $2d$ aus? An einem Punkt des Empfangsschirmes, der mit der Lage von P übereinstimmt, wird der konstante Lichtstrom J' während der ganzen Zeit $t_2 - t_1 = d/v$ wirken, an den davor oder dahinter belegenen Punkten jedoch nur solange, wie diese beleuchtet sind. Die resultierende Helligkeit ist das Zeitintegral der Intensität J' und diese sowie v konstant. Die Wirkungsdauer von J nimmt von Null an den beiden Endpunkten der Aufhellungsstrecke $2d$ proportional der Annäherung an die Mittellage in P gemäß Kurve III beiderseits symmetrisch zu. Also muß die visuelle Helligkeit der Kurve III folgen. Dies gilt quer zur Abtastrichtung für die volle Zeilenbreite ($= d$), so daß es gleichgültig ist, in welcher vertikalen Höhe innerhalb dieser Breite sich der abgetastete Punkt befindet; das Fernbild bliebe stets das gleiche, und die Wiedergabe eines quer durch die Zeilenspur laufenden senkrechten Striches an Stelle des angenommenen Punktes P würde sich qualitativ in nichts von dem Verlauf nach Kurve III und Ansicht IV unterscheiden.

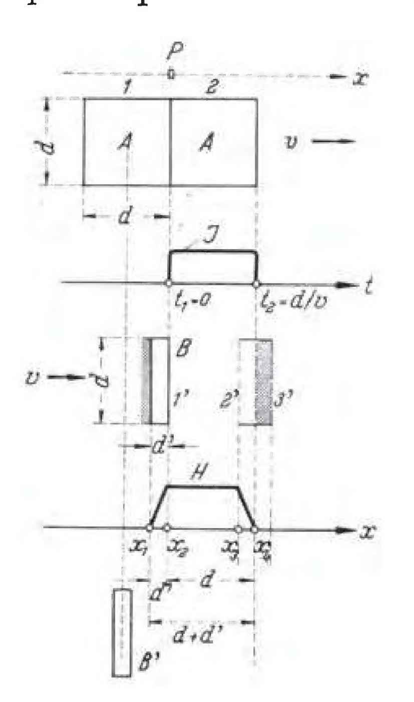


Abb. 30. Zusammenwirken von zwei verschieden weiten Blenden (bildabtastende A, bildschreibende B) bei der Übertragung einer im Verhältnis zur Blende A sehr kleinen Einzelheit.

Sind, wie in Abb. 30 dargestellt, die bildabtastende Blende A und die bildschreibende Blende B von ungleicher Weite d bzw. d', so ergibt sich die Verwaschungsbreite aus der *Addition* der beiden wirksamen Abmessungen als $d + d'$. Der Abtaststrom setzt, wie in Abb. 29, bei $t_1 = 0$ ein und bei $t_2 = d/v$ aus, wenn der winzige helle Punkt P (auf vollkommen schwarzem Hintergrunde zu denken) wiederum eine gegen d vernachlässigbare Länge in Zeilenrichtung hat. Der rechte Rand von B stehe im Zeitpunkt t_1 in der Stellung 1'. In diesem Augenblick beginnt sprungartig die Aufhellung der ganzen unter B liegenden Fläche. Während sich B stetig weiterbewegt, bleibt der aufhellende Lichtfluß der gleiche; aber die *Dauer* der Belichtung des Schirmes nimmt längs der Strecke $x_1 \to x_2$ linear mit der Annäherung an x_2 zu. Nach dem TALBOTschen Gesetz resultiert

dementsprechend der zwischen x_1 und x_2 geradlinige Anstieg der visuellen Helligkeit H. Für sämtliche weiter rechts unter der Blendenbahn gelegenen Schirmpunkte bleibt dank der Konstanz von v die Belichtungszeit d'/v gleich, bis der rechte Blendenrand die Koordinate x_4 hat (Stellung 2'). In diesem Moment $t_2 = d/v$ erlischt mit dem steuernden Abtaststrom J plötzlich die aufhellende Wirkung. Punkt x_3 erhält also eben noch die volle Lichterregung (Dauer d'/v); für alle zwischen x_3 und x_4 gelegenen Schirmpunkte sinkt aber die anteilige Belichtungsdauer zunehmend ab, und für x_4 ist sie wie für x_1 an der Grenze Null (Stellung 3'). Daher die Symmetrie des Verlaufs von H. Die Verwaschungsbreite beträgt $d + d'$. Das Symmetriezentrum derselben ist jedoch gegen die Zeilenkoordinate von P um die Strecke

$$\frac{d + d'}{2} - d' = \frac{d - d'}{2}$$

verschoben. Damit der Schwerpunkt der Aufhellung mit der Lage von P übereinstimmt, muß die Blende B um $(d - d')/2$ nach links gerückt werden (B'), wodurch die Mittellinien der bildabtastenden und der bildschreibenden Öffnung zusammenfallen. Aus dieser sehr allgemein gültigen Folgerung erhellt die Zweckmäßigkeit, in komplizierteren Fällen als Bezugskoordinate die Lage der Mittel- oder Schwerpunktslinie jeder Blende zu wählen sowie dieser Linie im abtastenden und im wiedergebenden System die gleiche Zeilenkoordinate zuzuweisen.

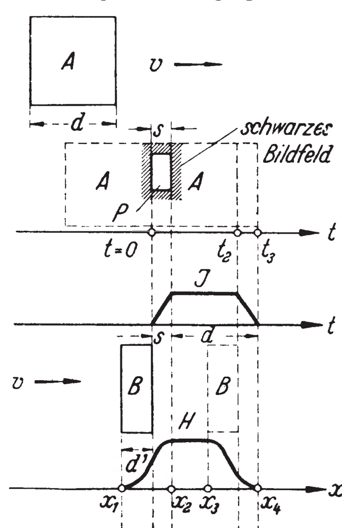


Abb. 31. Additives Hinzutreten der endlichen Ausdehnung s einer hellen Fläche auf dunklem Grunde in der Unschärfenzone. Breite der Kurve H ist $d + d' + s$, wenn d und d' die Blendenweiten bedeuten. Randverlauf von H durch das TALBOTsche Zeitintegral des zeitabhängigen Steuerstromes gegeben.

Wir kommen jetzt zu dem Fall, daß, wie in Abbildung 31, die Breite s des hellen „Punktes" P auf schwarzem Felde nicht mehr gegen die Weite d der abtastenden Blende A zu vernachlässigen ist. Die Zeiten sind wie in Abb. 29 und 30 jeweils auf den rechten Blendenrand bezogen, Abtastung und Wiedergabe wiederum als isochron gedacht. Bei $t = 0$ setzt der Abtaststrom J ein, wächst linear mit t, bis die ganze Fläche P von A umfaßt ist, und bleibt dann konstant bis $t_2 = d/v$. In diesem Augenblick beginnt die Blende von P abzulaufen, und J fällt geradlinig auf Null bis zum Zeitpunkt t_3, in welchem der linke Blendenrand das leuchtende Rechteck P verläßt. So resultiert ein trapezförmig verlaufender Steuerstrom mit symmetrischen Flanken; seine Dauer ist $(d + s)/v = t_3$. Man erkennt die Verbreiterung der Stromkurve J gegenüber derjenigen der Abb. 29 und 30, bedingt durch die merkliche Ausdehnung s von P. Die bildschreibende Blende B habe die Weite $d' < d$. Bei $t = 0$ setzt die Aufhellung des gesamten Querschnitts von B isochron mit dem Anstiegsbeginn von J ein, so daß x_1 den Anfang der Verwaschungszone bezeichnet. Im selben Moment, wo der rechte Rand von B den Punkt x_2 erreicht, ist J auf seinem Höchstwert angekommen, und die rechts von x_2 gelegenen Punkte der Zeile empfangen, solange für sie J *und* die Belichtungsdauer $\Delta t = d'/v$ konstant sind, gleichbleibende Aufhellung. Dies gilt bis zu x_3, der Lage des linken Randes von B im Zeitpunkt t_2, wo J wieder abzusinken beginnt. Rechts von x_3 entsteht daher eine Zone, in der J während der Dauer seiner Einwirkung proportional mit t kleiner wird, das TALBOTsche Gesetz also einen abfallenden Helligkeitswert liefert. Hinzu kommt, daß das Integrationsintervall (Δt) an den beiden Enden der Aufhellungszone gegen Null geht. Im Zeitpunkt t_3 ist J Null geworden, und an dem Punkte x_4, den der rechte Rand von B gerade erst in diesem Augenblick erreicht, resultiert folglich $H = 0$.

Die Verwaschungskurve H ist demnach eine symmetrische Figur, deren Schwerpunkt mit dem Zentrum von P übereinstimmen würde, wenn die Mittellinien der Blenden A und B zusammenfielen. Ohne Schwierigkeit ist aus Abb. 31 ersichtlich, daß die Verwaschungsbreite $d + s + d'$ beträgt. Ihr gekrümmter Flankenverlauf entspricht dem TALBOTschen Integral const. $\int^{\Delta t} i \cdot t \cdot dt$, mit i = Stromstärke nach der Zeit 1, + oder − gezählt, weil in diesen Bereichen $J = i(0 + t) = i \cdot t$ bzw. $J = i(t_3 - t)$ wird und sowohl J als auch Δt sich ändern, letzteres infolge der gegen die Ränder der Verwaschungszone hin schwindenden Wirkungs*dauer* des zeitabhängigen Lichtstromes, den die Blende B jeweils durchläßt.

Da die S. 92 ff. erläuterte Untersuchungsmethode eine tiefere Einsicht in die Gesetze der Abbildung kleinflächiger Hell-Dunkel-Wechsel durch Blenden endlicher Weite gewährt, wollen wir das bisher benutzte graphisch-konstruktive Verfahren nur noch auf einige typische Grenzfälle der Fernsehübertragung ausdehnen. Dazu gehören als klassisches Problem die „Dunkelkante" — eine einfache Sprungstelle der Intensität von Schwarz auf Weiß oder umgekehrt —, ferner die „Doppelkante" mit zweimaligem Intensitätssprung (Schwarz-Weiß-Schwarz) und schließlich das „Strichraster", wie wir es in anderem Zusammenhange bereits an Hand der Abb. 28 kennengelernt haben. In allen diesen Fällen idealisieren wir den optischen Verlauf des Helligkeitsüberganges in der Bildvorlage als unendlich steil. Es fragt sich dann wiederum, welchen Einfluß die endliche Blendenweite d auf die Wiedergabeschärfe derartiger Übergänge ausübt.

3a. Die Dunkelkante.

Im folgenden gilt bis auf weiteres unverändert die Voraussetzung unbeschränkter elektrischer Trägheitslosigkeit des Übertragungskanals, d. h. beliebiger Frequenzdurchlässigkeit, Verzerrungsfreiheit und Amplitudenweite. Es gibt keine Zeitkonstanten und keine Einschwingvorgänge. Auch die Wandler Licht → Strom und Strom → Licht arbeiten ohne jeden Verzug. Die Blenden für Abtastung und Wiedergabe werden als Quadrate gleicher Fläche mit der Seitenlänge d und wiederum mit senkrechter Lage ihrer wirksamen Kanten relativ zur Zeilenrichtung angenommen. Sie laufen beiderseits isochron mit der Geschwindigkeit v. Die Abtastung ist photoelektrisch gedacht, d. h. wie bei Abb. 29, 30, 31 löst der von der Blende erfaßte Lichtstrom den Signalstrom durch Photoeffekt aus. Für die Wiedergabe diene als „Blende" der (theoretisch) entsprechend den Voraussetzungen geformte quadratische Lichtfleck auf dem Leuchtschirm einer BRAUNschen Röhre, mit homogener Verteilung der Emissionsstärke im Flächenbereich des Flecks. Auch die Abtastblende soll gleichförmig durchlässig sein.

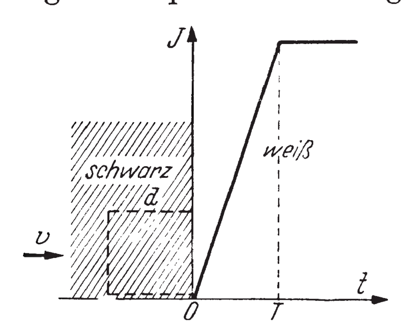


Abb. 32. Photostromanstieg bei Lichtabtastung einer Dunkelkante, mit der Übergangsdauer $T = d/v$; d = Blendenweite in Zeilenrichtung und v = Abtastgeschwindigkeit.

Gemäß Abb. 32 steht bei $T = 0$ die Blende (rechter Rand) an der Schwarz-Weiß-Sprungstelle der Dunkelkante $dH/dt \cong \infty$. Infolge der endlichen Ausdehnung d steigt beim Überfahren der Trennlinie der von der Blende durchgelassene Lichtstrom und gleicherweise die Stromstärke J des photoelektrischen Signals allmählich und geradlinig an, bis die Blendenöffnung gänzlich auf der weißen Zone liegt (linker Rand bei $t = 0$). Wir nennen diese Übergangsdauer T.

Von $t = T$ ab ändert sich in den Grenzen unserer Betrachtung nichts mehr, da der anschließend abgetastete Bildteil n. V. gleich hell bleibt und wir uns für den späteren Verlauf nicht zu interessieren brauchen. Bezeichnet nun i die Signalstromstärke bei $t = 1$, so gelten die Beziehungen:

a) $J = 0$ für $t \lesssim 0$ (der schwarze Bildteil links von der Trennlinie ist als ideal reflexionsfrei gedacht),
b) $J = it$ für $0 < t < T$,
c) $J = iT$ für $t \geq T$,

analog dem für die Übergangsgebiete der Bildvorlage nach Abb. 31 maßgebenden Anstiegsgesetz.

Auf der Empfangsseite ist die vom Kathodenstrahl-Lichtfleck der Weite d hervorgerufene momentane Intensität der Schirmbeleuchtung $H_{mo} = C \cdot J$, wenn C den Proportionalitätsfaktor des Umsatzes Strom $\to$ Licht bedeutet. Angesichts der kurzen Verweilzeit der Lichterregung an jedem Punkt des Leuchtschirmes gilt ohne Zweifel das Talbotsche Gesetz, so daß die vom Auge empfundene Helligkeit H aus der Integration von H_{mo} über die Belichtungsdauer des Punktes resultiert. Da H_{mo} mit t veränderlich ist, bildet der Sehapparat jeweils den zeitlichen Mittelwert von H_{mo}. In Abb. 33 ist der auf dem Empfangsschirm sichtbar werdende Verlauf der Übergangszone von Schwarz zu Weiß phänomenologisch veranschaulicht. Die weiche Abschattierung ergibt sich als Summenwirkung der den verschiedenen, vom Lichtfleck durchlaufenen Lagen zugeordneten Momentanhelligkeiten. Die Unschärfenzone hat den Betrag $2d$, also die doppelte Breite des Rasterelements, wenn man dessen Linearausdehnung gleich d setzt.

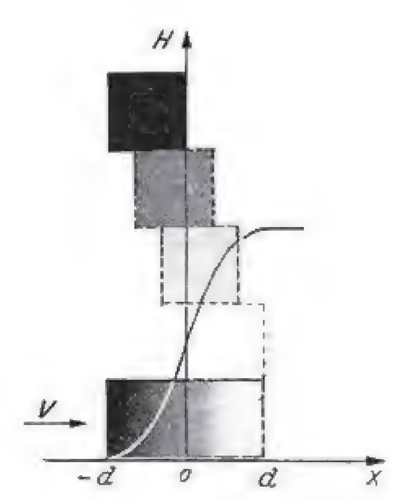


Abb. 33. Wiedergabe der Dunkelkante im Empfangsbild, wenn der Steuerstrom in der Zeit $T = d/v$ seinen Höchstwert erreicht; d = Blendenweite in Zeilenrichtung, v Abtastgeschwindigkeit. Breite der Unschärfenzone $2d$ bei idealisiertem Übertragungssystem.

Nach der im folgenden Paragraphen 3c benutzten Methode ließe sich der Verlauf der S-förmigen H-Kurve in Abb. 33 mit Hilfe der Fourier-Analyse des Helligkeitssprunges bestimmen, indem man für die wesentlich zählenden Harmonischen die aus der endlichen Blendenweite resultierenden Amplitudendämpfungen einzeln berechnet und die erhaltenen Helligkeitsverläufe einander superponiert. Viel einfacher ist jedoch die bisher verfolgte Methode: Sind die übertragenden Blenden beiderseits in Phase, so entsprechen dem Zeitpunkt $t = 0$ der Abb. 32 in Abb. 33 die Koordinaten: rechter Blendenrand, $x_1 = 0$, linker Blendenrand, $x_2 = -d$, wobei der Lichtfleck der Braunschen Röhre wiederum als „Blende“ fungiert. Im Zeitpunkt T der Abb. 32 hat der Lichtfleck die Koordinaten: rechter Blendenrand, $x_1 = +d$, linker Blendenrand, $x_2 = 0$. Für einen Punkt des Leuchtschirmes, der im negativen Gebiet der x-Achse der Abb. 33 in einer Entfernung $|x| < |d|$ von der H-Achse liegt, findet nur während eines Teiles der Übergangsdauer T Aufhellung durch das Sendersignal statt. Betritt der rechte Blendenrand die gedachte Stelle im Zeitpunkt $-\tau$, bezogen auf die Nullinie von Abb. 32, so resultiert die visuelle Helligkeit

$$H = C \cdot i \cdot \int_0^{T-\tau} t \cdot dt = \frac{C \cdot i}{2} (T - \tau)^2. \tag{III.9}$$

Für alle auf der positiven Seite der x-Achse von Abb. 33 innerhalb des Abstandes d gelegenen Orte, die im Zeitpunkt τ vom Lichtfleck betreten werden, ist zu-

nehmende Aufhellung von τ bis T vorhanden; hernach bleibt ihre Beleuchtung konstant $= C \cdot i \cdot T$, so daß sich ergibt:

$$H = C \cdot i \int_{\tau}^{T} t \cdot dt + C \cdot i \cdot \tau \cdot T = \frac{C \cdot i}{2} \cdot (T^2 - \tau^2 + 2\tau T),$$

mit (III.10)

$$C \cdot i \cdot \tau \cdot T = C \cdot i \cdot T \cdot \int_{0}^{\tau} dt.$$

Setzt man in die Beziehungen (III.9) und (III.10) für τ verschiedene Werte, z. B. $-T$, $-T/2$, 0, $+T/2$, $+T$, ein und schreibt für $C \cdot i \cdot T^2$, den Maximalbetrag[1] der resultierenden Helligkeit des weißen Bildfeldes, H_s, so folgt für die den gewählten Zeiten zugeordneten Punkte auf dem Leuchtschirm die in Tab. 3 eingetragene Verteilung, als Maß des reinen Blendeneinflusses auf die Schärfe der Wiedergabe einer Dunkelkante in einem elektrisch idealen Übertragungssystem.

Tabelle 3.

Ort im Empfangsfeld $x =$ (Bildzeile)	$-d$	$-d/2$	0	$+d/2$	d
Aufhellung für das Auge H_s mal	0	1/8	1/2	7/8	1

Bezogen auf die H-Achse ($x = 0$) in Abb. 33 können wir das soeben erhaltene Ergebnis wegen $\tau/T = x/d$ auch schreiben:

$$H_{(x)} = \frac{H_s}{2} \cdot \left[1 - \frac{2x}{d} + \frac{x^2}{d^2}\right] \quad \text{für} \; -d < x \leq 0; \qquad \text{(III.11)}$$

$$H_{(x)} = \frac{H_s}{2} \cdot \left[1 + \frac{2x}{d} - \frac{x^2}{d^2}\right] \quad \text{für} \; +d > x \geq 0. \qquad \text{(III.12)}$$

Die Verwaschungszone einer Hell-Dunkel-Kante durch reinen Blendeneinfluß hat die Breite $2d$, wenn d die bei Abtastung und Wiedergabe gleiche Blendenweite ist und sämtliche den Sprung $dH/dx \cong \pm \infty$ nach Fourier darstellenden Frequenzen ohne Laufzeitstreuung, Zeitkonstante und Einschwingvorgang übertragen gedacht werden.

Dieses Resultat führt sofort auf folgende Frage: Da die bildabtastende Blende bei ihrer Bewegung das elektrische Signal ja erst erzeugt, muß ihre endliche Weite d auf das entstehende Frequenzspektrum in dessen höherem Bereiche einen amplitudendämpfenden Einfluß ausüben, nämlich dort, wo die im Bild enthaltenen Helligkeitsperioden in die Größenordnung von d und darunter fallen. Wir hatten S. 3 aus der Mosaikvorstellung (ohne Rücksicht auf die in Kap. III. 1b angegebene Korrektur) abgeleitet, daß die höchste zu übertragende Frequenz $\Delta f_{\max}$ aus dem Aufeinanderfolgen eines hellen und eines dunklen Bildelements entsteht. Dementsprechend gibt die Sinuskurve in Abb. 28 für den Fall, daß d die Dimension der kleinsten wiederzugebenden Einzelheit bedeutet, jenes $\Delta f_{\max}$ an. Das dort gezeichnete Strichraster (Helligkeitsmäander) ist eine periodische Folge von Hell-Dunkel-Kanten. Eine Blende der Weite d, die diese Folge abtastet, würde einen Photostrom liefern, wie ihn für einmaligen Übergang die schräg ansteigende Gerade in Abb. 32 darstellt. Wir können uns die letztere durch eine gleich steil wiederabsteigende zur Periode $\tau = 2d/v$ einer Dreieck-

[1] Dieser Maximalbetrag ist $H_s = C \cdot i \cdot T \cdot \int_{0}^{T} dt = C \cdot i \cdot T \cdot \int_{t_x}^{t_x + T} dt.$

schwingung mit der mittleren Amplitude J_m ergänzt denken. Im stationären Zustand wäre eine solche Schwingung, wenn wir ihre Phasenlage zur Dunkelkante berücksichtigen, darstellbar durch:

$$i(t) = J_m + \frac{8 J_m}{\pi^2}\left[\sin\left(\frac{\pi v}{d} t - \frac{\pi}{2}\right) - \frac{1}{9}\sin\left(\frac{3\pi v}{d} t - \frac{3\pi}{2}\right) + \right.$$
$$\left. + \frac{1}{25}\sin\left(\frac{5\pi v}{d} t - \frac{5\pi}{2}\right) - \cdots\right]. \tag{III.13}$$

Wir wollen diese FOURIER-Reihe hinter dem 1. Glied, der Grundfrequenz, abbrechen, um die Wirkung der Frequenzbandbeschränkung zu untersuchen. In der Praxis würde dies mittels eines Tiefpaß-Filters bewerkstelligt werden. Nichts steht dabei einer Verstärkung der Wechselamplitude im Wege. Die Bandbreite wird davon nicht betroffen. Der Einfachheit halber sei der in Gl. (III.13) angegebene Spitzenwert $8 J_m/\pi^2$ des Wechselanteils auf J_m vergrößert, so daß die Gleichung für $i(t)$ jetzt lautet:

$$i(t) = J_m + J_m \sin\left(\frac{\pi v}{d} t - \frac{\pi}{2}\right). \tag{III.14}$$

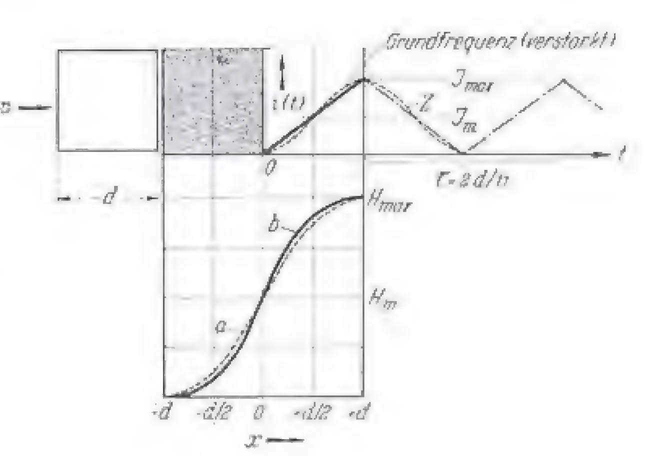


Abb. 34. Kurve a: Auswirkung der unbegrenzten Bandbreite in der Übertragungssteilheit dH/dx der empfangsseitig wiedergegebenen Dunkelkante bei idealisiertem Übertragungssystem. Kurve b entsteht bei Beschränkung auf die Grundfrequenz $v/2d$ der Dreieckschwingung Z des Photostromes i.

Wir machen nun die Annahme, daß $i(t)$ bis $2 J_m$ ansteigt, dann aber konstant bleibt. Gl. (III.14) soll dafür also nur bis zum Zeitpunkt $t = d/v$ gelten[1]. Dies ermöglicht uns, den Übergang, vom Stromwert $i(t) = 0$ bei der Dunkelkante ausgehend, bis zu $J_{\max} = 2 J_m$ zu verfolgen (vgl. Abbildung 34). Steuert dieser Strom im Empfänger den homogenen Lichtfluß durch die mit der Abtastblende in Phase bewegte Schreibblende, so ergibt sich für die in der Übergangszone liegenden Punkte der x-Achse die resultierende Helligkeit nach dem TALBOTschen Gesetz:

$$H_x = \text{const.} \int_{t_1}^{t_2} i(t)\, dt = \text{const.} \int_{t_1}^{t_2} \left[J_m + J_m \cdot \sin\left(\frac{\pi v}{d} t - \frac{\pi}{2}\right)\right] dt. \tag{III.15}$$

Daraus folgt:

$$H_x = \text{const.}\, J_m \cdot \left[\int_{t_1}^{t_2} dt + \int_{t_1}^{t_2} \sin\left(\frac{\pi v}{d} t - \frac{\pi}{2}\right) dt\right] =$$
$$= \text{const.}\, J_m \cdot \left[t_2 - t_1 + \frac{d}{\pi v}\left(-\cos\left(\frac{\pi v}{d} t_2 - \frac{\pi}{2}\right) + \cos\left(\frac{\pi v}{d} t_1 - \frac{\pi}{2}\right)\right)\right]. \tag{III.16}$$

[1] Der einmalige, durch Abb. 32 veranschaulichte Photostromanstieg an der Dunkelkante wird mathematisch als Schrittfunktion bezeichnet und kann nicht durch eine FOURIER-Reihe, sondern muß durch ein FOURIER-*Integral* dargestellt werden (s. S. 134). Sein Frequenzspektrum ist also kontinuierlich, nicht linienhaft; es hat jedoch periodische Nullstellen der Amplitude. In diesem Spektrum ist die dem schrägen Anstieg nach Abb. 34 entsprechende Grundfrequenz $\pi v t/d = \omega_0$ mit der relativen Amplitude

$$A = \frac{1}{\pi \omega_0} \cdot \frac{\sin \omega_0 d/2}{\omega_0 d/2}$$

enthalten. Wir werden in Abb. 43 eine Blendenform betrachten, die den in Abb. 34 angenommenen Verlauf von $i(t)$ nach Gl. (III.14) unmittelbar liefert. Abb. 34 entspräche dann der Anwendung dieser Blende auf die Abtastung der Dunkelkante, mit $J_{\max}$ als stationärem Endwert von $i(t)$.

Die Integrationsgrenzen t_1, t_2 sind für alle Werte $x \leq 0$ gegeben durch den Augenblick, in welchem der betrachtete Punkt durch die Schreibblende Licht zu empfangen beginnt (t_1) bzw. durch den Moment, wo dieser Lichtstrom durch Ablaufen der Blende erlischt (t_2). Für $x > 0$ ist t_1 der Zeitpunkt, in welchem die Blende den betr. Punkt betritt, und t_2 der Augenblick, wo i seinen Höchstwert J_{max} erreicht hat; bis zum Ablaufen der Blende kommt dann noch das Produkt const. $J_{max} \cdot (T - t_2 + t_1)$ hinzu, in welchem T die Übergangsdauer der Blende bedeutet. H_{max} entsteht erstmalig dort, wo während des ganzen Zeitraumes $T = \tau/2$ der Strom J_{max} geherrscht hat. Daher ist $H_{max} = \text{const.}\ J_{max} \cdot \tau/2$. Die Integrationsgrenzen sind nach dem Vorstehenden:

für Punkt	$-d/2$	$t_1 = 0,$	$t_2 = d/2v$
,, ,,	0	$t_1 = 0,$	$t_2 = d/v$
,, ,,	$+d/2$	$t_1 = d/2v,$	$t_2 = d/v.$

Nur im letzten Falle $(+d/2)$ kommt der oben erwähnte Gleichstromanteil $= \text{const.} \cdot J_{max} \cdot \left(\frac{\tau}{2} - \frac{d}{v} + \frac{d}{2v}\right) = \text{const} \cdot J_{max} \cdot d/2v$ hinzu.

Setzt man die entsprechenden Grenzen in die Gl. (III.16) ein, so ergibt sich der gesuchte Verlauf der Verwaschungszone, vgl. Abb. 34. Z. B. wird für $x = -d/2$

$$H_x = \text{const.}\ J_m \cdot \frac{d}{v} \cdot \left(\frac{1}{2} - \frac{1}{\pi}\right) = 0{,}091\ H_{max}.$$

Die übrigen oben angenommenen Werte ergeben sich aus dem antisymmetrischen Verlauf der Sinuskurve oberhalb und unterhalb der J_m-Linie. Man erhält so die Tab. 4, in der zum Vergleich nochmals die Übergangswerte von H_x für unbeschränkte Frequenzbandbreite eingetragen sind.

Tabelle 4.

x-Koordinaten des Punktes . .	$-d$	$-d/2$	0	$+d/2$	$+d$
H_x bei unbeschränkter Bandbreite $= H_{max} \times$	0	0,125	0,5	0,875	1
H_x bei alleiniger Übertragung der Grundfrequenz $(v/2d) = H_{max} \times$	0	0,091	0,5	0,909	1

Die Werte in der 1. Horizontalreihe stimmen mit den vorher nach Gl. (III.11) und (III.12) berechneten überein. Die H_{max} sind willkürlich gleichgesetzt. Abb. 34, Kurve b, die durch Beschränkung auf die (selektiv verstärkte) Grundfrequenz der Abtastung entstanden ist, beweist die Zweckmäßigkeit solcher Begrenzung durch Vergleich mit dem Falle des Mitwirkens der ungeraden Harmonischen bei unbeschränkter Bandbreite (Kurve a). Sie sagt jedoch nichts über die Bedeutung der *geraden* Harmonischen, besonders der 2., aus, worauf wir später zurückkommen. Wir dürfen in den Kurven der Abb. 34 nur ein orientierendes Ergebnis sehen, das den Mindestwert der benötigten Frequenzbandbreite bei Wiedergabe einer einfachen Schwarz-Weiß-Kontur festlegt, wenn wir eine Steilheit des Helligkeitsüberganges fordern, wie sie Abb. 33 und Abb. 34 veranschaulichen.

3b. Doppelkante und Strichraster (Übertragungsweg unbeschränkt frequenzdurchlässig).

Die Anwendung der bisherigen Betrachtungsweise auf die Frage der Abbildungsschärfe eines hellen Striches von der Dicke d eines Rasterelements (Doppel-

kante) auf vollkommen dunklem Grunde ergibt nach Abb. 35 eine Verwaschungszone der Breite $3d$. Die ausgezogene Linie stellt die unstetige Helligkeitsverteilung im Urbild, die strichpunktierte den An- und Abstieg des Photostromes, die punktierte die unscharfe Wiedergabe auf dem Leuchtschirm des Empfangsgerätes dar. Beide Blenden laufen isochron, so daß bei Zusammenfallen ihrer jeweiligen Orte im sende- und empfangsseitigen Bildfeld die Übertragung koordinatengetreu wird. In der Mittellinie BC ist die Beleuchtungsstärke das Integral über die Übergangsdauer des gesteuerten Lichtflecks der wirksamen Weite d aus Lage 1 in Lage 2. Da der Photostrom während dieser Zeit seine höchsten Werte ($\geq J/2$) durchläuft, wobei er im An- und im Abstieg gleichermaßen zur Lichtsteuerung beiträgt, liegt [vgl. Gl. (III.10)] in B das Helligkeitsmaximum, gegeben durch:

$$2C \cdot i \cdot \int\limits_{T/2}^{T} t \cdot dt = C \cdot i \cdot T^2\left(1 - \frac{1}{4}\right) = \frac{3H_s}{4}. \qquad \text{(III.17)}$$

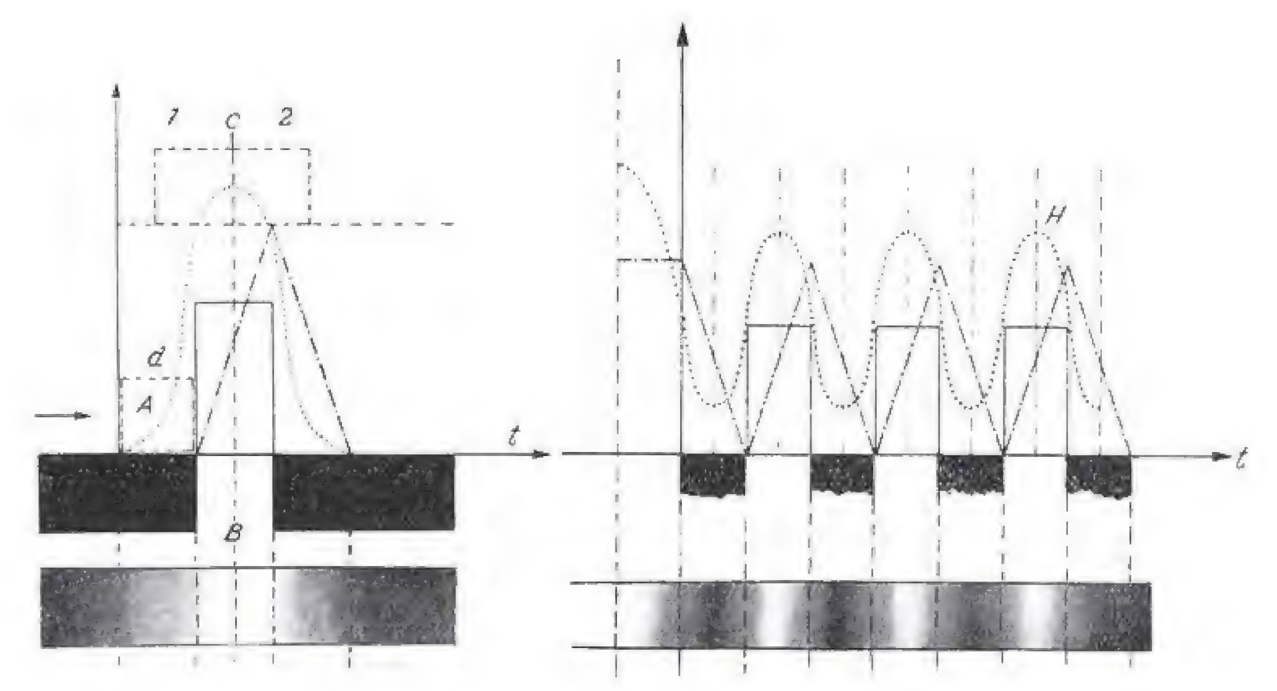


Abb. 35. Verwaschungsbreite der Doppelkante im idealisierten Übertragungssystem; d = Breite des hellen Strichs auf schwarzem Grunde und zugleich Weite der abtastenden und der schreibenden Blende.

Abb. 36. Wiedergabe eines Strichrasters von der Strichbreite d durch ein idealisiertes elektrisches Übertragungssystem mit Weite d der bildabtastenden und der bildschreibenden Blende. Dämpfung der Aussteuerung durch den Einfluß der Blendenöffnung.

Es findet also keine volle Aufhellung statt, weil der steuernde Strom nicht während der gesamten Übergangszeit seinen Höchstwert hat.

Ein Linienraster von der Dicke d der hellen und der dunklen Striche wird wie in Abb. 36 wiedergegeben. Die Zuordnung der Kurven ist die gleiche wie für Abb. 35. Die Helligkeitsmaxima des Empfangsbildes haben den Betrag $3H_s/4$ und fallen bei synchronem und gleichphasigem Fortschreiten beider Blenden mit den Mittellinien der hellen Striche des Originals zusammen; die Helligkeitsminima haben den Betrag $H_s/4$ und decken sich mit den Mittellinien der dunklen Striche in der Bildvorlage. Man ersieht, daß in der Übertragung weder volle Aufhellung noch absolute Verdunklung eintritt. Das bedeutet Amplitudendämpfung der steuernden Modulationsfrequenz, als Folge der endlichen Blendenweite. Dieses Phänomen führt zu allgemeinerer Betrachtung des Zusammenhanges zwischen Frequenzband und Amplitudentreue bei solchen Helligkeitswechseln, deren Ausdehnung in die Größenordnung der Blendenweite d kommt.

Während bisher im wesentlichen die entstehende Verwaschungs*breite* feiner Einzelheiten und der für die okulare Bewertung der Randschärfe nach den physiologischen Kontrastgesetzen wichtige Helligkeits*gradient* interessierten, bedarf es nunmehr der Klärung des verzerrenden Einflusses von d auf die *verhältnisgerechte* Amplitudenwiedergabe in der Bildschrift, mit anderen Worten auf den Aussteuerungsgrad, den das übertragende System zuläßt.

3c. Abtastung und Wiedergabe sinusförmiger Helligkeitsverläufe in der eindimensionalen Theorie[1] (Übertragungsweg unbeschränkt frequenzdurchlässig).

Die „Blende" eines lichtelektrischen Bildgebers[2], z. B. eines Kathodenstrahl-Filmgebers, s. Kap. VIII, überstreiche in der Zeilenrichtung (x) die durch Abb. 37 dargestellte, sinusförmige Lichtstärkeverteilung $H_x = H_0\left(1 + m \cdot \sin\frac{2\pi x}{s}\right)$ von der Periodenlänge s. Die Verteilung von H längs x kann auch ein von einem Elektronenbündel der Weite d abgetastetes, auf einer Fläche gespeichertes Ladungsrelief bedeuten, dessen örtliche Elektronendichte eine lineare Funktion der Helligkeit im Originalbild ist. Der Faktor m gibt den Modulationsgrad von H_0 an. Infolge der endlichen Blendenweite (= Lichtfleckweite) d wirkt auf die Photozelle bzw. auf den Verstärkereingang (Superikonoskop, Image-Orthikon) der Lichtstrom bzw. ihm äquivalente Ladungsstrom:

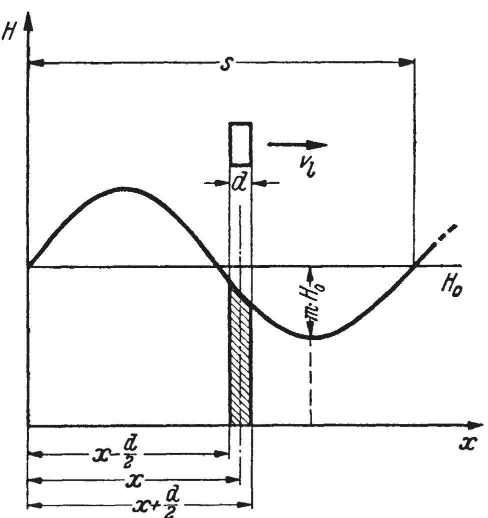


Abb. 37. Wirkung der endlichen Blendenweite d auf die Aussteuerung des entstehenden Steuerstromes und auf die Wiedergabe durch diesen bei sinusförmig verlaufender Helligkeit der Periodenlänge s.

$$i_x = H_0 \cdot \int_{(x-d/2)}^{(x+d/2)} \left(1 + m \cdot \sin\frac{2\pi x}{s}\right) dx, \tag{III.18}$$

wenn wir den bei der mittelbaren Umsetzung des Lichtes hinzukommenden, hier unwichtigen Proportionalitätsfaktor unterdrücken. In Abb. 37 ist dieser Steuerstrom der schraffierten Fläche proportional. Die Integration lautet:

$$i_x = H_0 \cdot d \cdot \left(1 + [m \cdot \frac{s}{\pi d} \cdot \sin\frac{\pi d}{s} \cdot \sin\frac{2\pi x}{s}\right). \tag{III.19}$$

Der Sendestrom folgt also den Helligkeitsänderungen des abgetasteten bildlichen Verlaufs mit gleicher Kurvenform und Frequenz. Die Größe seiner Schwankung, d. h. seine Aussteuerung, erreicht jedoch nicht den im Original bestehenden

[1] Die hier benutzte Untersuchungsmethode stammt von J. W. Horton. Rechnungen dieser Art wurden unabhängig vom Verfasser von K. Küpfmüller und von H. C. Wohlrab (Dissertation Leipzig 1929) im besonderen Hinblick auf den Klangfilm ausgeführt.

[2] Hierunter sind auch die heutigen Bildgeberröhren (Ikonoskop, Superikonoskop, Orthikon, Image-Orthikon, Vidicon u. a. zu verstehen; sie nutzen sämtlich, direkt oder indirekt, den Photoeffekt für die Bildabtastung aus. Als „Blendenweite" ist bei ihnen die in Zeilenrichtung wirksame Ausdehnung des Elektronenbündelquerschnitts an der Stelle zu verstehen, wo der Strahl das photoelektrisch ausgelöste, gespeicherte Ladungsbild trifft und aus der Wechselwirkung von Strahl und Ladung des Flächenelements das Fernsehsignal entsteht.

Betrag; vielmehr erscheint m mit einem optischen „Dämpfungsfaktor“ $\frac{\sin \frac{\pi d}{s}}{\frac{\pi d}{s}}$ multipliziert, der die Form der bekannten Funktion si $(x) = \frac{\sin x}{x}$ hat. Diese Funktion nimmt für $s/d = 1, {}^1/_2, {}^1/_3 \ldots$ den Wert Null an. Das bedeutet vollständiges Verschwinden der betr. Hell-Dunkel-Periode im ausgesandten Signal und demzufolge in der Wiedergabe bei $d/s = 1, 2, 3 \ldots$, was ohne weiteres klar ist. Wenn nämlich auf die Weite der Blende gerade eine ganze Zahl von H-Perioden entfällt, ist der Mittelwertbildung wegen der von ihnen ausgelöste Wechselstromanteil Null, denn die Summe der zu H_0 hinzukommenden und die der an H_0 fehlenden Flächen bleibt unabhängig von der Blendenstellung gleich.

Interessant ist weiterhin folgendes: di_x/dH_x wird negativ für $\frac{1}{2} < \frac{s}{d} < 1$; $\frac{1}{4} < \frac{s}{d} < \frac{1}{3}$; . . ., in welchen Bereichen $\sin \frac{\pi d}{s}$ negative Werte hat. Die Änderung der Helligkeit am Ort der Blendenmitte ist dann gegenphasig zur gleichzeitigen Änderung des ausgelösten Sendestromes. Bei geeignetem s/d-Verhältnis kann nämlich das Durchflutungsintegral i_x der Blende schon wieder im Abnehmen begriffen sein, bevor ihre Mitte das Maximum der periodischen Helligkeit überschritten hat, und umgekehrt, wie dies Abb. 38 zeigt, i_x wachsen, während die Mittellinie M sich auf einem absteigenden Teil von H befindet (bei der Verlagerung Δx nimmt die Durchflutung der Blende um den kleineren Betrag der schräg schraffierten Fläche 1 ab und um den größeren der senkrecht schraffierten 2 zu).

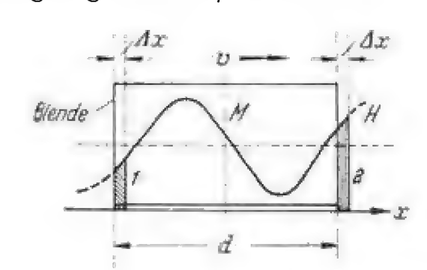


Abb. 38. Gegenphasigkeit der Änderung des Durchflutungsintegrals einer Abtastblende, di_x/dx, und der auf die Blendenmitte M bezogenen Helligkeitsänderung in der abgetasteten Periode, dH_x/dx (Fall negativen di_x/dH_x).

Für die Entstehung des Empfangsbildes ist wiederum das TALBOTsche Gesetz maßgebend. Die Amplitude der Lichtsteuerung (z. B. des Lichtflecks einer BRAUNschen Röhre) sei streng proportional mit dem steuernden Strom i_x. Beide Blenden laufen mit ihren Mittellinien in gleicher Phase und besitzen gleiche Öffnung d. Wir haben dann den Ausdruck Gl. (III.19) mit der für den Umsatz von Strom in Licht gültigen Konstanten zu multiplizieren und über die Zeitdauer zu integrieren, in der sich die bildschreibende Blende mit ihrer eigenen Breite d über den Punkt x hinwegschiebt. In Anbetracht der Konstanz von v können wir die Zeitkoordinate durch die x-Koordinate ersetzen. Die am Ort der Blendenmittellinie in der Stellung, die der in Abb. 37 entspricht, resultierende Helligkeit ergibt sich dann als Summenwirkung aller Intensitäten const. i_x, die auftreten, während die Blendenmitte aus der Lage $(x - d/2)$ in die Lage $(x + d/2)$ übergeht. Daher:

$$\begin{aligned} H_x &= \text{const.}\, H_0 \cdot d \cdot \int\limits_{(x-d/2)}^{(x+d/2)} \left(1 + m \cdot \frac{s}{\pi d} \cdot \sin \frac{\pi d}{s} \cdot \sin \frac{2\pi x}{s}\right) dx \\ &= \text{const.}\, H_0 \cdot d^2 \cdot \left[1 + m \cdot \left(\frac{s}{\pi d} \cdot \sin \frac{\pi d}{s}\right)^2 \cdot \sin \frac{2\pi x}{s}\right]. \end{aligned} \qquad \text{(III.20)}$$

Wir erhalten eine sinusförmige Verteilung der Lichtstärke von gleicher Frequenz und Phase wie im Sendebild. Die Leuchtdichte wächst mit d^2. Da der Faktor $\frac{s}{\pi d} \cdot \sin \frac{\pi d}{s}$ im Quadrat erscheint, ist eine Phasenumkehr, wie sie beim Abtaststrom auftritt, für jeden Wert von s/d ausgeschlossen. Abb. 39 veranschaulicht

die resultierende Verminderung der Aussteuerung $m = 1$, die hier für das Original angenommen wird, und zwar für verschiedene Größen von d/s. Sobald also s, die Periodenlänge der Hell-Dunkel-Verteilung, der Blendenweite nahekommt, wird der Modulationsgrad in der Übertragung erheblich verflacht.

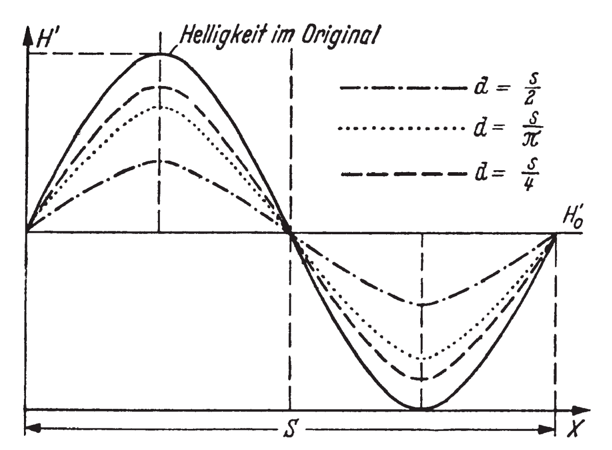


Abb. 39. Dämpfung verschiedener Helligkeitsperioden s durch Zusammenwirken der endlichen Blendenweite d bei Abtastung und Wiedergabe in einem idealisierten Übertragungssystem.

Die Beziehung (III.20) enthält die Übertragungscharakteristik $e^{-b} = f(s/d)$ aller bei der Abtastung durch die zufällige bildliche Konfiguration gegebenen Helligkeitssprünge und Intensitätsperioden. Kennt man also die in einem beliebigen H-Übergang des Originals vorhandenen verschiedenen Frequenzen mit ihren zugehörigen m-Werten, so läßt sich für ein gegebenes d ihr reduzierter Aussteuerungsgrad einzeln berechnen und der Gesamtverlauf in der Wiedergabe durch Addition der Komponenten darstellen. Es gilt hier das Gesetz der ungestörten Superposition, solange alle übertragenden Vorgänge (Verstärkerkennlinien, Licht-Strom-Licht-Steuerfunktionen) streng linear verlaufen.

3d. Begriff des Übertragungsmaßes.

Rechnet man nach Gl. (III.20) die empfangsseitige Verminderung der Aussteuerung durch den Faktor

$$\eta = \frac{\sin \frac{\pi d}{s}}{\frac{\pi d}{s}}$$

für solche Helligkeitsperioden des Bildes aus, deren Länge die Weite d der Blende beträchtlich unterschreitet, so erhält man nach Abb. 40, Kurve I (für $m = 1$ im Original) die zwischen den Auslöschungen bei $d = s, 2s, 3s \ldots$ sichtlich wiederansteigenden Werte. Die ihnen entsprechenden kurzen Perioden werden mit einer Abschwächung ihrer Amplituden übertragen, die mit d/s rasch zunimmt. Bildeinzelheiten, kleiner als die Blendenöffnung, gehen daher grundsätzlich nicht verloren, und auch ihre Maxima und Minima der Helligkeit erscheinen im Fernsehbild phasenrichtig; jedoch geht ihre Durchsteuerung (bei $m = 1$ im Sendebild) als Funktion von d/s bald gegen Null. Das Zustandekommen der Kurve I in Abb. 40 setzt selbstverständlich voraus, daß der Steuerstrom die den Werten von d/s entsprechenden Frequenzen wirklich enthält. Seine Amplituden müssen daher für die verschiedenen Helligkeitsperioden s den Verlauf gemäß Abb. 40, Kurve II haben. In der Tat liefert die Superposition aller in Kurve II enthaltenen Frequenzen mit ihren durch FOURIER-Zerlegung ermittelten Amplituden einen Rechteckimpuls von der Breite der abtastenden Blende, weshalb man dieses Spektrum auch als Amplitudenspektrum eines Spaltes (mit geraden Kanten senkrecht zur Abtastrichtung) bezeichnet. Der Abfall der Amplituden ist in diesem Spektrum durch den Faktor η wie oben gegeben.

Wir erinnern uns in diesem Zusammenhang der für die Theorie der elektrischen Filter wichtigen Reziprozitätsgesetze. Die springende Zeitfunktion $f(t)$ in Abb. 41a ist nur mit Rilfe des ausgedehnten Frequenzspektrums $\varphi(f)$ erhältlich (Abb. 41b). Umgekehrt bedeutet das Abschneiden eines Frequenzbandes Δf bei bestimmten

Grenzwerten, daß für den Aufbau einer scharf an- und absteigenden Zeitfunktion gewisse Bestandteile fehlen: ein kompensierender Einschwingvorgang an den Flanken des gewünschten Rechteckimpulses und damit eine Verzerrung und Verlängerung seiner Ränder ist die Folge (Abb. 41c, d). Dies haben wir zu erwarten, wenn wir steile Bildimpulse (Dunkelkanten, Doppelkanten usw.) durch Kanäle mit beschränkter Frequenzdurchlässigkeit übertragen. Näheres hierüber s. Kap. IV.

In Abb. 40 ist durch die Kurve III der Gang von di_x/dH_x auf der Sendeseite als Funktion von d/s wiedergegeben. Er zeigt die Phasenumkehr in den Nulldurchgängen; in den negativen Bereichen fallen Maxima von $|i_x|$ (Abtaststrom) mit örtlichen Minima der Helligkeit zusammen. Was wir als „Durchlässigkeit" der Abtastblende oder als „Übertragungsmaß" A derselben bezeichnen können, schwankt also zwischen positiven und negativen Werten, die mit wachsendem d/s gegen Null gehen, in Abhängigkeit von der Relation d/s oder, was dasselbe besagt, von der Zahl der Helligkeitsperioden, die von der Blende überschritten werden, während sie ein bestimmtes Vielfaches ihrer eigenen Weite durchmißt. Das Übertragungsmaß der Blende ist die Stärke des Sendestromes, den eine sinusförmige Helligkeitsverteilung von der mittleren Amplitude 1 in Abhängigkeit vom Verhältnis d/s liefert. Für die Rechnung ist es bequemer, den Kehrwert von s als Schwingungszahl der Bildhelligkeit je Längeneinheit, N, anzugeben; d muß dann natürlich mit dem gleichen Maßstab gemessen werden. Das Produkt $N \cdot d$ bestimmt A. Die Abtastgeschwindigkeit fällt bei dieser Betrachtung heraus; nur die geometrischen Abmessungen definieren das Übertragungsmaß der Blende. Für deren quadratische oder rechteckige Form mit senkrecht zur Zeilenrichtung stehender Kante zeigt die Kurve III von Abb. 40 den Verlauf. Geht $N \cdot d$ gegen Null, wird also z. B. die Blendenweite sehr klein bei konstantem N, so nähert sich A dem Wert 1. Gleiches ist der Fall, wenn bei festgehaltenem Wert von d die Schwingungszahl der Bildhelligkeit je Längeneinheit nach sehr kleinen Beträgen konvergiert; denn dies bedeutet, daß die Helligkeitsperiode s im Verhältnis zur Blendenweite d sehr groß wird und mit ihm η gegen 1 tendiert $\left(\lim_{x=0}\left[\frac{\sin x}{x}\right] = 1\right)$. Bei $N \cdot d = 1$ wird $A = 0$ (erste Auslöschung der Modulation). Anschließend geht A ins Negative, um bei $d/s = N \cdot d = 2$ wieder positiv zu werden. Auf die Wirkung dieser negativen Bereiche von A kommen wir in Kap. IV zurück.

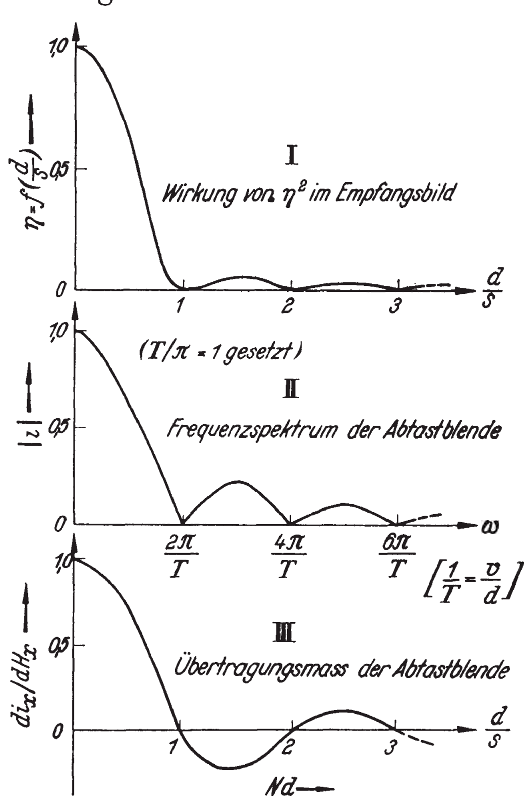


Abb. 40. Charakteristische Blendeneinflüsse: I. Dämpfung der Aussteuerung kürzester sinusförmiger Helligkeitsperioden (s) durch die Weite d der Blende in der Wiedergabe; II. Frequenzspektrum der Abtastblende; III. Übertragungsmaß der Abtastblende; sämtlich für rechteckig oder quadratisch geformte Blende gültig.

3e. Die Beziehung zwischen Zeitfunktion und Frequenzbandbreite.

Aus Abb. 41a und b entnehmen wir folgendes: Da $\Delta f = 1/\tau$ und $T = 2\tau$, wird

$$\Delta f \cdot T = 2. \tag{III.21}$$

Je schmäler also ein derartiger Einzelimpuls, zeitlich gemessen, ist, desto breiter wird sein Frequenzspektrum. In Gl. (III.21) drückt sich ein allgemeines Gesetz aus, das für alle im wesentlichen als isolierte Stromstöße auftretenden Impulse gilt, wie sie im Fernsehbilde vielfach vorkommen: Das Produkt aus Spektralbreite (Δf) und zeitlicher Impulsbreite (T) ist gleich einer Zahl der Größenordnung 1; daher die Faustregel:

$$\Delta f \cdot T \approx 1. \tag{III.22}$$

So z. B. ergibt sich für eine GAUSSsche Glockenkurve, eine für die Impulstechnik wichtige Form, die durch

$$f(t) = \frac{c}{\sqrt{\pi}} \cdot e^{-c^2 t^2} \tag{III.23}$$

dargestellt werden kann und deren Frequenzspektrum

$$\varphi(f) = e^{-\frac{\pi^2 f^2}{c^2}} \tag{III.24}$$

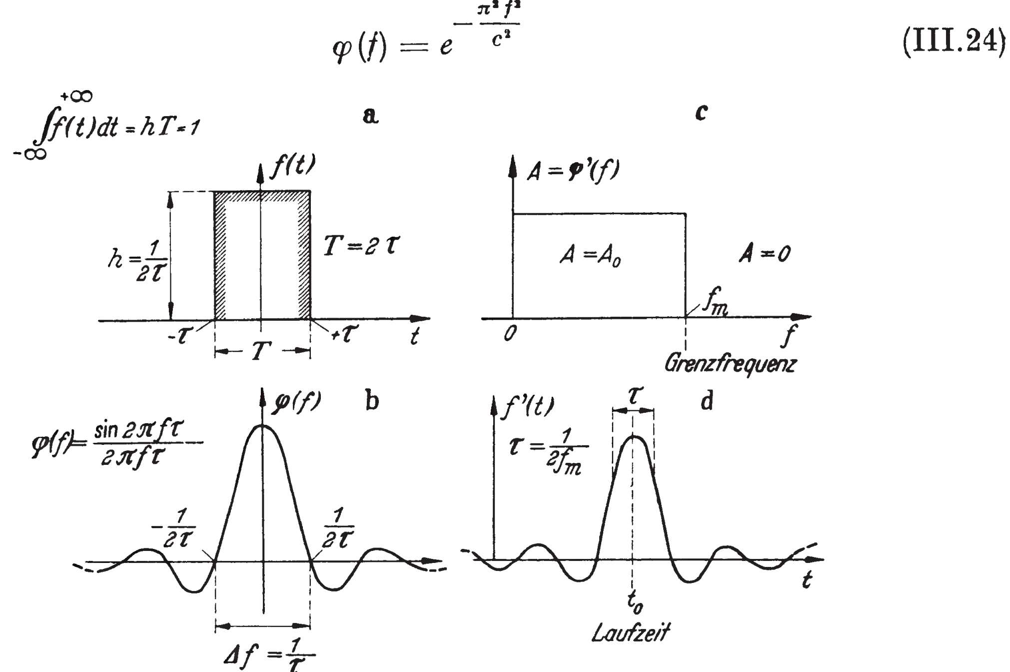


Abb. 41 a-d. Zur Veranschaulichung der gegenseitigen Vertauschung von Zeit- und Frequenzfunktion bei einem Rechteck- bzw. si-Impuls ($\sin x/x$) · Zu $f(t)$ gehört das Frequenzspektrum $\varphi(f)$ (Kurven a, b), zu $f'(t)$ das Frequenzspektrum $\varphi'(f)$ (Kurven d, c). Kurve c entspricht einem Tiefpaßfilter mit der Grenzfrequenz f_m. Der der Übertragungscharakteristik $A = A_0$ bis f_m und $A = 0$ für alle Frequenzen $> f_m$ entsprechende Empfangsimpuls (Kurve d) trifft um die (als konstant angenommene) Laufzeit t_0 verspätet ein und hat die mittlere Breite $\tau = 1/2f_m$.

ist [man beachte die Ähnlichkeit von $f(t)$ und $\varphi(f)$], Folgendes: Wählt man als zeitliche Breite den Abstand derjenigen Abszissen, für den $f(t)$ beiderseits des Maximalwertes auf den e-ten Teil gesunken ist (d. h. $t = \pm 1/c$; $T = 2/c$) und definiert man analog die Spektralbreite Δf, so resultiert

$$\Delta f = 2c/\pi, \tag{III.25}$$

daher

$$\Delta f \cdot T = 4/\pi = 1{,}27\ldots \tag{III.26}$$

Auch für andere Impulsformen, wie etwa $\cos^2$- und $\cos^4$-Impulse, hat die Faustregel Gl. (III.22) Gültigkeit.

Da, wie gesagt, im Fernsehbilde Einzelheiten mit mehr oder weniger scharfen Rändern immerfort auftreten, sind Impulse der soeben betrachteten Art häufig. Hat eine derartige Linie beispielsweise die doppelte Breite eines Bildelementes, $2d$, so können wir nach Gl. (III.21) Δf sofort abschätzen: Das Bild enthalte $\varrho = 400000$

Elemente, die in $^1/_{25}$ sek abgetastet werden sollen. Da in dieser Zeit der bildzerlegende Kathodenstrahl die Strecke $\varrho \cdot d$ zurücklegen müßte, folgt:

$$T = \frac{1}{25} \cdot \frac{2d}{\varrho d} = \frac{2}{10^7} = 2 \cdot 10^{-7}\,\text{sek}, \qquad \text{(III.27)}$$

und nach Gl. (III.21):

$$\Delta f = \frac{2}{T} = 10^7\,\text{Hz}.$$

Dies ist die im Bilde selbst enthaltene Frequenz. Sie würde aber im Abtastspektrum nur auftreten, wenn die Dimension des Strahlquerschnitts in Zeilenrichtung klein wäre gegen $2d$. Da dies nicht der Fall ist, vermindert sich Δf, wie in den voraufgehenden Betrachtungen dargelegt wurde.

Der in Abb. 41a veranschaulichte Fall liegt vor, wenn ein Spalt von einem Lichtpunkt vernachlässigbarer Ausdehnung abgetastet wird und das hindurchgehende Licht auf eine Photozelle wirkt. Es tritt dann die annähernd rechteckige Zeitfunktion $f(t)$ auf, wobei die Amplitude hier außer Betracht bleiben soll. Folglich muß das Frequenzspektrum des erzeugten Photostromes eine sin x/x-Funktion sein, d. h. die in Abb. 41 b dargestellten Frequenzen mit den ebenda ersichtlichen Phasen enthalten. Es haben darin alle diejenigen Frequenzen die Amplitude Null, deren Periodendauer gerade 1, 2, 3 . . . mal in der Abtastdauer des Spaltes enthalten ist. Wäre dies nicht der Fall, so könnte die Rechteckform des Photostromimpulses wie in Abb. 41 a unmöglich entstehen; man sieht dies, wenn man nach der Theorie der FOURIER-Zerlegung einen derartigen Verlauf aus seinen Teilschwingungen nach Abb. 41 b aufzubauen versucht. Der dargelegte Tatbestand läßt sich auch so formulieren: An der exakten Übertragung einer Rechteckkurve wie in Abb. 41 a sind die Frequenzen, deren Amplitude in Abb. 41 b zu Null wird, unbeteiligt.

In Gegenüberstellung mit Abb. 40, II, wird der Zusammenhang deutlicher: Dieses Spektrum war entstanden gedacht durch Abtasten von im Bildfelde vorhandenen räumlichen Helligkeitsperioden verschiedener Ausdehnung (s) mittels einer Blende von der Weite d. Für $d = s, 2s, 3s$ . . . wird dabei die zeitliche Änderung des Lichtflusses Null, die entsprechende Frequenz verschwindet. Die Reziprozität ist augenfällig: Ein homogen durchfluteter Lichtspalt endlicher Weite (Abb. 41 a) wird bei seiner gleichmäßigen Bewegung über ein Bildfeld hinweg an allen Punkten dieser Bahn auch dann konstante Leuchtdichte hervorrufen, wenn der hindurchtretende Lichtstrom mit Frequenzen moduliert ist, die während der Übergangsdauer 1, 2, 3 . . . volle Perioden durchlaufen; denn in diesen Fällen muß ja die resultierende integrale Aufhellung überall die gleiche sein. Solche Frequenzen werden also in der Wiedergabe unsichtbar. Sie werden gewissermaßen „ausgefiltert"[1]. Umgekehrt können diejenigen Perioden einer gegebenen Bildfeldhelligkeit, deren räumliche Länge genau 1, $^1/_2$, $^1/_3$ . . . mal die Weite des sie überquerenden Abtastspaltes ist, keine zeitliche Änderung des inte-

[1] Der Vergleich dieser Wirkung mit der eines elektrischen Filters liegt nahe und läßt sich weitgehend durchführen. Dienen die genannten Frequenzen als Hilfsträger einer optischen Modulation — etwa in der Weise, daß die Zwischenfrequenz eines Empfangsverstärkers zu einem ganzen Vielfachen der ersten die Amplitude Null annehmenden Spaltfrequenz gemacht wird, so verschwindet der Hilfsträger im Bilde, auch bei weitestgehender Auflösung, vollkommen; die Leuchtdichteverteilung erscheint nicht mehr „geträgert". Diese Möglichkeit hat in vergangenen Zeiten bei den Fernsehbildern mit geringeren Bildpunktzahlen eine gewisse Rolle gespielt.

gralen Lichtflusses durch denselben bewirken; sie sind im ausgesandten Signal nicht enthalten.

4a. Andere Blendenformen (Sinusblende, Kreisblende).

Mechanische Bildzerleger mit optischer Abbildung einer beleuchteten Blende auf dem Bildfeld machen es möglich, ein rechteckiges oder quadratisches Flächenelement herzustellen, das seine Form und Größe im ganzen Ablenkbereich bewahrt. Diese Eigenschaft ist nicht nur für konstante Bildschärfe, sondern auch für lückenloses Aneinanderschließen der Zeilen („flat field"), d. h. für die Unsichtbarmachung der Rasterung, sehr nützlich gewesen. Bei der Kathodenstrahlröhre liegen die Verhältnisse weniger günstig. In ihr entsteht der bildabtastende bzw. bildschreibende Elektronenfleck auf dem Speicher- bzw. Leuchtschirm durch elektronenoptische Abbildung des vor der Kathode liegenden Emissions-Überkreuzungsquerschnitts (s. Kap. VII). Bei der Ablenkung des Strahls, insbesondere unter den weiten Winkeln relativ zur Röhrenachse, die man heute von den Bildröhren der Fernsehempfänger fordert, sind Verzerrungen der bei Ablenkung Null bestehenden Fleckform unvermeidbar. Man hat gelernt, diese Fehler so weitgehend zu verringern, daß sie im ganzen Bildfelde eine befriedigende Punktschärfe bestehen lassen; es ist jedoch nicht zu erwarten, daß sie mit billigen Mitteln völlig ausgemerzt werden können.

Diesem Umstande Rechnung tragend, hat man bei der Braunschen Bildschreibröhre, wie auch bei den Bildgeberröhren, die ja durchweg mit kleineren Ablenkwinkeln arbeiten, bisher davon abgesehen, in der steuernden Wehnelt-Elektrode andere Blendenformen, als die mechanisch am einfachsten herstellbare kreisrunde Durchbohrung vorzusehen. Der Lichtfleck auf dem Leuchtschirm ist daher in der Mitte des Bildfeldes, solange die Kathode gleichmäßig emittiert, angenähert kreisförmig; er erleidet aber bei der Ablenkung aus der zentralen Lage mit dem Ausschlag des Strahls wachsende Verzerrungen und Verbreiterungen, beide in ihrem Ausmaß stark abhängig von der Konfiguration der ablenkenden, in der Regel magnetischen Felder. Die Theorie der Bildfeldzerlegung kann diese schwankenden Einflüsse nicht berücksichtigen. Sie muß von einer ortsunabhängig konstanten Blendenform ausgehen, mithin bei der Kathodenstrahlröhre als Gegebenheit einen kreisrunden, unveränderlichen Elektronen- oder Lichtfleck annehmen. Es interessiert deshalb angesichts der heutigen universalen Anwendung dieser Röhre in der Fernsehtechnik, die Zerlegerwirkung und die Übertragung durch *Kreisblenden* näher zu untersuchen.

Vom energetischen Standpunkt aus könnte man nun aber zur Definition der günstigsten Blendenform im Hinblick auf den linearen Photostromanstieg, den beim Übergang über feine Strichraster eine quadratische oder rechteckige Abtastöffnung hervorruft, die Forderung aufstellen, daß möglichst die Gesamtleistung in der Grundschwingung der Gl. (III.13), $\sin \pi v t/d$, konzentriert sein soll. Denn da ja in Wirklichkeit die höheren Frequenzen vom übertragenden System nicht durchgelassen werden, muß es als unnütz erscheinen, daß beim Ablaufen der Blende von der Dunkelkante ein Teil der erzeugten photoelektrischen Energie in unverwertbaren Harmonischen enthalten ist. Diese Überlegung führt direkt zur Frage nach der zweckmäßigsten Konfiguration der Abtastöffnung überhaupt, im Sinne der optimalen Ausnutzung, d. h. des rationellsten zeitlichen Anstiegs der vom Energiestrom des Blendenquerschnitts ausgelösten Signalleistung. Und da bekanntlich die Steilheit einer Sinuslinie, dargestellt durch ihre räumliche Ableitung, wieder auf einen (um 90° phasenverschobenen) Sinus führt, so liegt es nahe, zunächst den Fall der sinusförmig begrenzten Blende zu betrachten, bevor wir uns mit der kreisrunden Abtastöffnung beschäftigen.

4b. Sinusblende.

In Abb. 42 bedeutet A die in x-Richtung ein homogenes vertikales Strichraster abtastende, einseitig durch die Gerade BC begrenzte Blende. In dem Schwarz-Weiß-Raster haben die hellen und die dunklen Streifen die gleiche Breite d, und ebenso ist die größte Blendenweite $BC = d$. Es versteht sich ohne weiteres, daß der gekrümmte Blendenrand einer Sinusfunktion folgen wird, da die geradlinige Kante BC sich parallel zur x-Richtung verschiebt, also zur Signalbildung nichts beiträgt. Das n. V. zu erzeugende wellenförmige Zeichen soll im Maximum, auf den hellen Streifen, durch den Lichtstrom $\Phi_x = \Phi_{\max}$, im Minimum, auf den dunklen Streifen, durch $\Phi_x = 0$ ausgelöst werden, wobei die Dimension d als an der Grenze der okularen Auflösbarkeit liegend angenommen wird und demgemäß die im Zusammenhang mit Abb. 28 angestellten Überlegungen hinsichtlich Entbehrlichkeit von Harmonischen der Rastergrundfrequenz $f = v/2d$ gelten, Wir erwarten also einen Lichtstromverlauf wie

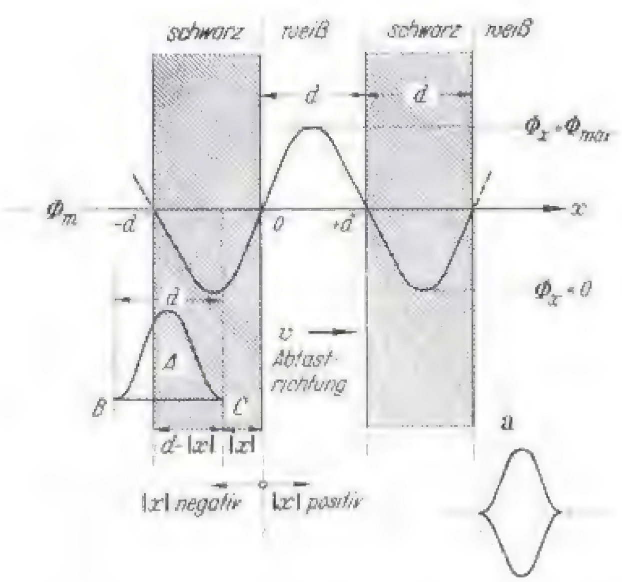


Abb. 42. Sinusblende, einseitige Form; sie liefert beim Überfahren eines homogenen Strichrasters (Strichbreite = Lückenbreite = d) unmittelbar sinusförmigen Anstieg des Abtaststromes, unter Beachtung von $\cos\alpha = \sin(90° - \alpha)$.

$$\Phi_x = \frac{1}{2}\Phi_{\max}\cdot\left(1 - \cos\frac{\pi x}{d}\right). \tag{III.28}$$

Der bei irgendeiner beliebigen Stellung der Blende A durch ihre auf hellem Grunde befindliche Teilfläche F' tretende Lichtstrom beträgt, wenn das Reflexionsvermögen der schwarzen Streifen $= 0$ gesetzt wird:

$$\Phi_x = \Phi_0\cdot\frac{1}{2}F_{\max}\cdot\left(1 - \cos\frac{\pi x}{d}\right) = \Phi_0\cdot F', \tag{III.29}$$

wo Φ_0 den auf die Flächeneinheit der Blendenöffnung entfallenden Lichtstrom, $F_{\max}$ die volle Blendenfläche bedeutet; $|x|$ ist die Koordinate des vorauslaufenden Blendenanfangs, gemessen von der überfahrenen Hell-Dunkelkante 0 aus. Stellt nun $y = f(x)$ die gesuchte gekrümmte Begrenzungslinie der Blende dar, so ist

$$F' = \int_0^x f(x)\,dx \tag{III.30}$$

und daher wegen Gl. (III.29):

$$y = \frac{dF'}{dx} = \frac{1}{2}F_{\max}\cdot\frac{\pi}{d}\cdot\sin\frac{\pi x}{d}. \tag{III.31}$$

In der Tat muß also die Blende A im gekrümmten Teil von einer Sinuslinie begrenzt sein, wenn die Gl. (III.28) befriedigt werden soll. Die Verschiebung von A um die Strecke $2d$ liefert eine volle Periode der Übertragungsfrequenz, die jetzt aber völlig frei von Oberschwingungen ist im Gegensatz zu dem Falle, daß man das Strichraster von Abb. 42 (oder von Abb. 28) durch eine Rechteck-

blende der Weite d abtasten würde. Denn dies ergäbe nach Gl. (III.13) einen merklichen Anteil an unverwertbarer Signalleistung.

Der Nachteil der vorstehend behandelten einseitigen Sinusblende als Bild*schreib*blende ist ihre zur Zeilenachse sehr unsymmetrische Form, derzufolge die Linienrasterung stark hervortreten würde. Man kann diesen Fehler durch die Doppel-Sinusblende vermindern; sie besteht, wie in Abb. 42a ersichtlich, aus zwei spiegelbildlich aneinandergesetzten einseitigen Sinusblenden. Eine solche Doppelblende liefert beim Abtaster im Vergleich zur einseitigen Form die doppelte Steilheit des Lichtstromanstieges, ohne den Charakter seines zeitlichen Verlaufs zu ändern.

Für die folgenden, zum Empfang überleitenden Betrachtungen wird (vgl. Abb. 42) zweckmäßigerweise der Mittelwert $\Phi_m = \frac{1}{2}\Phi_{\max}$ des die Abtastöffnung durchflutenden Lichtstromes eingeführt. Φ_x nimmt also beim Überqueren des Strichrasters sinusförmig um den Mittelwert H_m zu und ab. Ihm folgt das ausgesandte Fernsehsignal, das nur die Grundfrequenz $f = v/2d$ des Strichrasters enthält. Auch dort, wo es sich nicht um die Übertragung eines derartigen periodischen Helligkeitsverlaufs handelt, sondern um eine einfache Hell-Dunkelkante (Kontur), den praktisch wichtigsten Fall, sondert die Sinusblende — im Gegensatz zu anderen Formen, insbesondere zur Rechteckblende — aus dem Fourier-Spektrum des optischen Überganges in anschaulicher Weise die Frequenz $f = v/2d$ aus (Kurve I in Abb. 43). Es soll daher unter Voraussetzung der Höchstfrequenz $v/2d$ nunmehr die empfangsseitige Wiedergabe einer solchen Dunkelkante durch sinus- oder kreisförmige Blenden von definierter Abmessung (Schreibstrahlquerschnitt) berechnet werden. In der Praxis wird jedes Fernsehsignal infolge Frequenzbegrenzung im übertragenden elektrischen Kanal die gedachte Voraussetzung erfüllen.

Eine derartige Berechnung müßte nach dem in der Einleitung von Kap. III, 4a Gesagten von *kreisrunder* Schreibblende ausgehen. Der Übersichtlichkeit und Vollständigkeit halber sei jedoch die Methode am Beispiel der Sinusblende entwickelt, um sie dann auf die Kreisblende anzuwenden. Es wird sich ohnehin ergeben, daß der Unterschied im resultierenden Helligkeitsverlauf geringfügig ist.

Wir stellen uns also vor, daß nach Maßgabe der Gl. (III.28) — in der wir lediglich $\frac{1}{2}\Phi_{\max}$ durch Φ_m ersetzt haben — ein Fernsehsignal die gedachte Bildwiedergabevorrichtung mit gleichmäßig lichtdurchfluteter sinus- oder besser doppelsinusförmiger Blende steuert. Abb. 43 veranschaulicht den Verlauf von Φ_x beim Sender und von H_x, der resultierenden Helligkeit, beim Empfänger in ursächlichem Zusammenhange, x ist die Zeilenrichtung, v die synchrone Abtast- bzw. Schreibgeschwindigkeit. Die größte Weite der Blende A ist, in Übereinstimmung mit Abb. 42, gleich d. Wie bisher stets, ist auch hier wieder die Lage der Dunkelkante als senkrecht zur Koordinatenrichtung x angenommen. Ohne weiteres ist klar, daß beim Sender dem Orte a der Blende volle Verdunklung, mithin der Abtastlichtstrom $\Phi_x = 0$, und dem Orte b volle Aufhellung, mit dem Abtastlichtstrom $\Phi_x = 2\Phi_m$ entspricht. (Schwarz als völlig reflexionsfrei gedacht.) Zu berechnen ist der Verlauf (Verwaschungszone) des Überganges von H_x auf dem Empfangsbildschirm. Seine Breite beträgt naturgemäß $2d$, weil die Aufhellung der in Phase mit der Abtastblende bewegten Schreibblende bereits bei unendlich kleiner Verrückung aus der Stellung a, d. h. praktisch im Punkte P, beginnt und ihr Maximum mit der Stellung b, also im Punkte Q, erreicht. Bezieht man, wie es in Abb. 43 geschehen ist, die laufende Koordinate x auf den in der

Ablenkrichtung zuvorderst liegenden Punkt C der Blende, so folgt der Abtastlichtstrom, und mit ihm das Sendesignal, der Gleichung:

$$\Phi_x = \Phi_m \cdot \left(1 - \cos\frac{\pi x}{d}\right). \qquad \text{(III.32)}$$

(In der Tat wird hiernach bei $x = 0$, am Orte a der Blende, $\Phi_x = 0$, und bei $x = d$, am Orte b, $\Phi_x = 2\Phi_m$.) Wir untersuchen nun die auf der Empfangsseite resultierende visuelle Aufhellung *in Höhe der Blendenkante BC* an den Punkten beiderseits der Hell-Dunkel-Grenze mit den x-Koordinaten $-d$, $-d/2$, 0, $+d/2$, $+d$, wobei zu beachten bleibt, daß der gesteuerte Lichtstrom im Blendenquerschnitt gleichmäßig verteilt sein soll. Infolge der Konstanz von v können wir dabei die Zeitkoordinaten, die für die nach dem TALBOTschen Gesetz zu berechnende Helligkeitsempfindung maßgebend wären, durch die ihnen entsprechenden Zeilenkoordinaten (x) ersetzen. Wir drücken daher für die angegebenen Punkte der Übergangszone das gesuchte H_x durch das *Flächenintegral* aus, das dem Zeitintegral der Einwirkungsdauer des mit t (bzw. hier mit x) veränderlichen Lichtreizes äquivalent ist, also den gleichen relativen Verlauf, mit den bekannten Endpunkten $H_x = 0$ bei P und $H_x = H_{\max}$ bei Q, liefern muß. Maßgebend für die den gewählten Zwischenpunkten (x) zugeordneten Flächenintegrale sind in Abb. 43 die von der Kurve I des Abtastlichtstromes und von den Senkrechten mit den Abszissen x und $(x-d)$ eingeschlossenen Zonen, wobei x den Ort angibt, den die in der Laufrichtung vordere Blendenbegrenzung (C) erreicht hat, wenn die rückwärtige (B) den Punkt, dessen resultierende Helligkeit wir berechnen wollen, gerade verläßt. Beispielsweise zeigt Abb. 43 die schraffierte Fläche OMD als zugehörigen H_x-Wert des Zeilenpunktes $-\frac{d}{2}$ im Empfangsbilde, der um die Blendenweite d gegenüber dem in D angekommenen Blendenanfang C zurückliegt (der Teil von $x = -\frac{d}{2}$ bis $x = 0$ der Abtaststromfläche I wird Null). Aus dieser Festsetzung ergeben sich die schrägen Parallelen, die die räumliche Zugehörigkeit der oberen Grenze des Flächenintegrals zu dem in bezug auf seine Helligkeit untersuchten Zeilenpunkt auf dem Wiedergabeschirm bezeichnen; die untere Grenze des Flächenintegrals liegt dann jeweils um die Strecke d, d. h. die Blendenweite, nach links verschoben. Demnach sind den Orten der Empfangsbildzeile

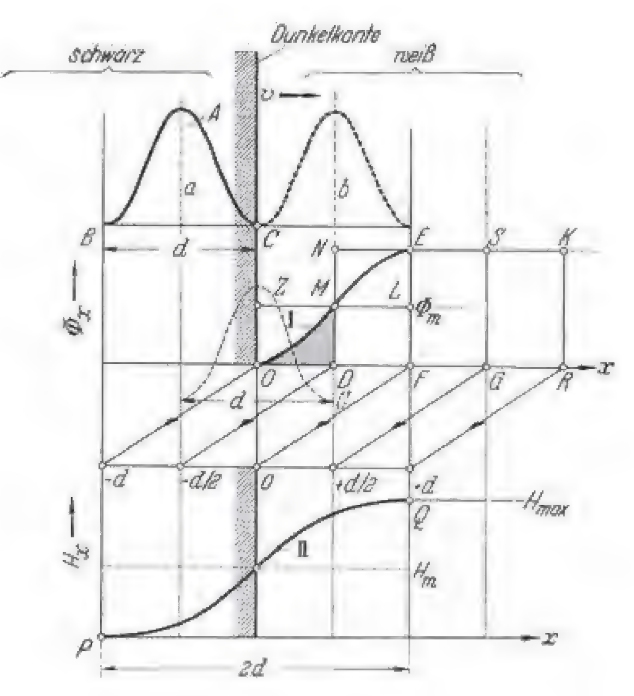


Abb. 43. Übertragung einer Dunkelkante durch Sinusblende bei Geber und Empfänger, Frequenzband auf Grundfrequenz der Blende $f = v/2d$ beschränkt; Kurve I sinusförmiger Lichtstromanstieg bei der Abtastung, Kurve II sinusförmiger Helligkeitsanstieg im Empfangsbild, Breite der Übergangszone an der Dunkelkante $2d$.

	$-d$	$-d/2$	0	$+d/2$	$+d$
zuzuordnen die Flächeninhalte	Null	*OMD*	*OEF*	*DMSG*	*FEKR*,

wobei also H_m auf der Kurve II dem Flächeninhalt $OEF = OZLF = DNEF = {}^1/_2 \cdot FEKR = {}^1/_2 H_{\max}$ entspricht. In der Tat muß nach dem TALBOTschen Gesetz (in Anbetracht der sinusförmigen Blendenbegrenzung, derzufolge Fläche $OMD = MNE$) an der Sprungstelle der Dunkelkante $x = 0$ eine Helligkeit H_m resultieren, die als so zustande kommend gedacht werden kann, daß die Blende entweder während der ganzen Übergangsdauer d/v mit halber Maximalintensität leuchtete (Fläche $OZLF$ = Fläche OEF) oder während der halben Übergangsdauer $d/2v$ mit voller Maximalintensität (Fläche $DNEF$ = Fläche OEF).

Um die Flächeninhalte für die Punkte $-\frac{d}{2}$, 0 und $+\frac{d}{2}$, als Aufhellungsmaße derselben in der Wiedergabezeile, zu berechnen, wäre wie in den voraufgehenden Paragraphen zu verfahren, indem wir den Lichtstrom über die Übergangsdauer der Blende integrieren. Diese Methode bleibt grundsätzlich bestehen, wenn wir die Zeitkoordinate, wie S. 93 ausgeführt, durch die Zeilenkoordinate ersetzen. Dabei können wir sämtliche Werte auf H_m zurückführen, wobei gelten muß: $H_m = \text{const.} \cdot \Phi_m \cdot d$, indem angenommen wird, daß infolge linearer Übertragung der die Schreibblende durchflutende Lichtstrom stets dem momentanen Φ_x-Wert proportional bleibt. Da $H_m/\text{const.}$ in Abb. 43 durch das Rechteck $OZLF = \Phi_m \cdot d$ dargestellt wird, ersieht man sofort die Äquivalenz der Strecke d mit der Wirkungsdauer d/v im Sinne des TALBOTschen Gesetzes. Wir haben jedoch bei den Punkten vor und hinter $x = 0$ zu beachten, daß die Lichtmenge in der Schreibblende während eines Teiles der Übergangsstrecke in Funktion von x nach Maßgabe von Gl. (III.32) moduliert ist. Von den entsprechend zugeordneten, mit H_m gebildeten konstanten Flächen sind demnach veränderliche Flächen abzuziehen, um die zu H_x proportionalen Flächenreste zu ermitteln. Gemäß Gl. (III.32) ergeben sich so folgende Werte:

Punkte:	$H_x/\text{const.} =$
$-d$	0
$-d/2$	Fläche $OMD = \Phi_m \cdot \left[\int_0^{d/2} dx - \int_0^{d/2} \cos\frac{\pi x}{d}\, dx\right] = \Phi_m \cdot \left[\frac{d}{2} - \frac{d}{\pi} \cdot \sin\frac{\pi \frac{d}{2}}{d}\right] = \Phi_m \cdot \left(\frac{d}{2} - \frac{d}{\pi}\right)$, (III.33) nach Gl. (III.32) auch direkt folgend aus $\Phi_m \cdot \int_0^{d/2} \left(1 - \cos\frac{\pi x}{d}\right) dx$.
0	Fläche $OZLF = \Phi_m \cdot d$ = Fläche OEF.
$+d/2$	Fläche $DMSG = 2\Phi_m \cdot d - \Phi_m \cdot \left(\frac{d}{2} - \frac{d}{\pi}\right)$. (III.34)
$+d$	Fläche $FEKR = 2\Phi_m \cdot d$.

$$\frac{d}{2} - \frac{d}{\pi} = 0{,}1818\, d. \tag{III.35}$$

Infolgedessen erhalten die gewählten Punkte die in Tab. 5 zusammengestellten Relativbeträge von H_x:

Tabelle 5.

Ort im Empfangsfeld, (Bildzeile) $x =$	$-d$	$-d/2$	0	$+d/2$	$+d$
Aufhellung für das Auge, $H_m \times$	0	0,1818	1	1,8182	2

Die so entstandene Aufhellungskurve *II* in Abb. 43 ist wiederum sinusförmig und hat die doppelte Schrittbreite der Kurve (*I*) des Abtaststromes. Liegt der Gesichtswinkel der Blendenweite d an der Grenze der okularen Auflösbarkeit, so muß also die Wiedergabe der Dunkelkante bereits als „weich" empfunden werden[1].

4c. Kreisblende mit homogener Ausleuchtung.

Abb. 44 bezieht sich auf den Fall, daß der abtastende wie auch der wiedergebende Strahlquerschnitt kreisrund und die Verteilung der Elektronendichte und -energie bzw. der Lichtstromdichte in der Querschnittfläche homogen ist („konstante Ausleuchtung" im Falle der bildschreibenden Blende). Tastet eine solche Öffnung geberseits die Helligkeitsperiode eines Strichrasters ab, wie in

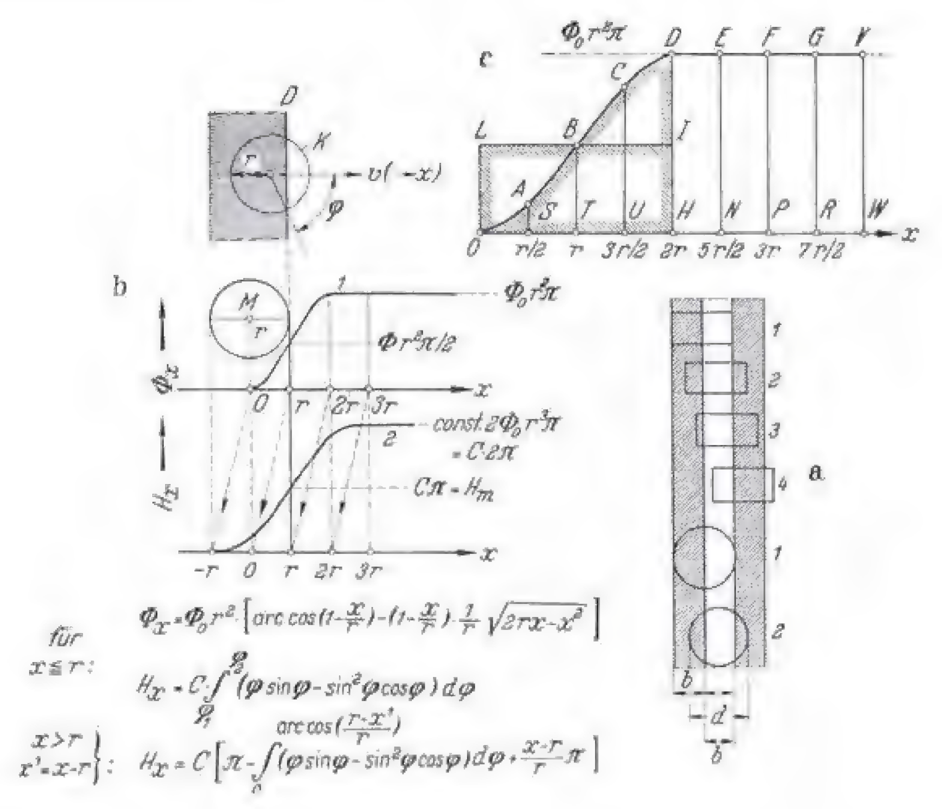


Abb. 44a-c. Übertragung einer Dunkelkante durch Kreisblende bei Geber und Empfänger; *a*: Verschiedenheit des Übertragungsmaßes bei $d = 2b$ gegenüber der Rechteckblende; *b*: obere Kurve Lichtstromanstieg bei der Abtastung, untere Kurve Helligkeitsanstieg im Empfangsbild, Breite der Übergangszone $2d = 4r$; *c*: Hilfsfigur zur Ableitung von H_x durch Flächenintegration.

---

[1] Wir verzichten hier darauf, die Behandlung der ungebräuchlichen Sinusblende für periodische Helligkeitsverteilung (Raster) mit Strichbreite = Lückenbreite = d weiterzuführen. Abb. 36 hat für diesen Fall bereits, unter Voraussetzung quadratischer Abtast- und Schreiböffnung, eine *allgemeingültige* Beziehung zum Ausdruck gebracht. Da Φ_{max} und Φ_{min} nur während der unendlich kurzen Zeiten auftreten, in denen sich die Abtastblende voll auf Weiß bzw. Schwarz befindet, die Wirkung der Schreibblende an jedem Punkt der Zeile aber von endlicher Dauer d/v ist, findet weder volle Aufhellung, noch volle Verdunklung statt.

Feine Strichraster von definierter, stufenartig gestaffelter Teilung dienen im Laboratorium oder Prüffeld zur Messung der Auflösungsschärfe von Bildröhren, kommen jedoch im Fernsehbilde äußerst selten vor und geben dann Anlaß zu Störungen, die, z. T. in Abhängigkeit von der Blendenform, in einer zweidimensionalen Zerlegungstheorie ihre triftige Erklärung finden (s. S. 300). Im Rahmen der eindimensionalen Zerlegungstheorie genüge hier der nochmalige Hinweis auf die in Abb. 36 erläuterte Erscheinung der verminderten Aussteuerung. Ferner sei auf Kap. III. 5a verwiesen (Vergleich der Übertragungsfaktoren verschiedener Blendenformen), wo die Frage der Aussteuerung allgemeiner behandelt ist.

Abb. 44 a dargestellt, so unterliegt das resultierende eingeschwungene Frequenzspektrum einem anderen Gesetz, als dem für rechtwinklig begrenzte Spalte unter der gleichen Bedingung gültigen. Für die rechteckige Abtastöffnung ist in Abb. 44a die Weite in Zeilenrichtung so gewählt, daß sie die Breite $2b$ eines Hell-Dunkel-Streifenpaares, d. h. eine Periode der Helligkeitsverteilung, gerade überdeckt. Dieser Festsetzung entspricht in Abb. 40, II die erste Nullstelle des Frequenzspektrums. In jeder der beim Übergang durchlaufenen Relativlagen von Raster und Blendenöffnung — vgl. *1* bis *4* in der Zeichnung der Abb. 44a, — ist die durchgelassene Lichtmenge (bzw. die auf dem Speicherschirm einer Bildabtaströhre erfaßte Ladung) die gleiche, die Frequenz $v/2b$ verschwindet. Nimmt man für die Kreisblende eine entsprechende maßstäbliche Beziehung an, derzufolge ihr Durchmesser $d = 2b$ wird, so besteht offenbar das einfache Verhalten der Rechtecköffnung nicht mehr: bei der in Abb. 44a dargestellten Lage *1* der Kreisblende ist gerade deren halbe Fläche erhellt, der Lichtstrom Φ_x daher proportional $d^2\pi/8 \simeq 1{,}57 \cdot d^2/4$, wogegen in Lage *2* die Berechnung Proportionalität von Φ_x mit $\sim 1{,}91 \cdot d^2/4$ ergibt. Es tritt also beim Überqueren des gezeichneten Hell-Dunkelrasters keine volle Auslöschung der Frequenz $v/2b$ ein. Die erwartete Nullstelle des Frequenzspektrums liegt bei einem anderen, unrationalen Verhältnis. Ihre Berechnung führt über eine Bessel-Funktion und soll hier unterbleiben; der an sich aber sehr wichtige Zusammenhang zwischen Übertragungsmaß und Rasterteilung geht in allgemeinerer Form aus der Darstellung in Kap. III. 5a hervor, in der auch die Kreisblende berücksichtigt ist.

Im folgenden soll untersucht werden, welchen Verlauf von Φ_x und H_x die Dunkelkante liefert, wenn wir, wie bisher stets, vom elektrischen Einschwingvorgang absehen. In Abb. 44b ist das Ablaufen der Kreisblende K mit dem Radius r von der Dunkelkante D dargestellt; x bezeichnet die Abtastrichtung. Zur Herleitung der Beziehung zwischen dem durchgelassenen Lichtstrom Φ_x und dem auf der x-Achse gemessenen Ort des Blendenmittelpunktes M führen wir den Winkel φ ein, der während des Übergangs der Blende von 0 bis π läuft. Koordinaten-Anfangspunkt sei die Lage von M beim Beginn dieses Überganges, wo $\Phi_x = 0$ ist. Bei $x = 2r$ hat die Blende vollständig die helle Zone betreten; sie läßt dann den Lichtstrom $\Phi_x = \Phi_0 \cdot r^2\pi$ durch, wenn Φ_0 den Lichtstrom pro Flächeneinheit bedeutet. Den dazwischen liegenden Anstieg gibt das obere Diagramm von Abb. 44b wieder.

Man findet leicht für den jeweils auf hellem Grunde angelangten Teil der Kreisfläche

$$\Phi_x = \Phi_0 \cdot \int\limits_{\varphi(r-x)}^{\varphi(r)} r \cdot \sin\varphi \cdot dx. \tag{III.36}$$

Unter Beachtung der Beziehungen:

$$dx = r \cdot \sin\varphi \cdot d\varphi, \tag{III.37}$$

$$\int\limits_{\varphi_1}^{\varphi_2} \sin^2\varphi \cdot d\varphi = \frac{\varphi_2}{2} - \frac{\varphi_1}{2} - \frac{1}{4}\sin 2\varphi_2 + \frac{1}{4}\sin 2\varphi_1, \tag{III.38}$$

$$\sin 2\varphi = 2\sin\varphi \cdot \cos\varphi, \tag{III.39}$$

$$\varphi_{(r-x)} = \operatorname{arc\,cos}\frac{r-x}{r}, \tag{III.40}$$

$$r \cdot \cos\varphi = r - x. \tag{III.41}$$

ergibt sich schließlich für den Übergang Gl. (III.42):

$$\Phi_x = \Phi_0 \cdot r^2 \cdot \left[\operatorname{arc\,cos}\left(1 - \frac{x}{r}\right) - \left(1 - \frac{x}{r}\right) \cdot \frac{1}{r} \cdot \sqrt{2r\,x - x^2}\right]. \tag{III.42}$$

Den Verlauf gibt Abb. 44c in einer für die Berechnung von H_x geeigneten Form wieder [*5*, *6*].

Abb. 45 zeigt diesen Anstieg in Gestalt der Kurve *a*, im Vergleich mit dem reinen Sinus *b* nach Gl. (III.32). Der Unterschied ist so unbedeutend, daß wir erwarten dürfen, ihn bei der Integration von Gl. (III.42) über die Blendenweite des bildschreibenden Strahls praktisch verschwinden zu sehen. Beim Ausführen dieser Integration zwecks Berechnung der auf dem Empfangsschirm resultierenden Abbildungsschärfe der Dunkelkante fragen wir nach dem Helligkeitsverlauf H_x *in der Bahn des Blendenmittelpunktes M.* Wie im analogen Fall der Sinusblende ist auch hier von vornherein klar, daß in der in Abb. 44b gezeichneten Lage von M, mit $x = 0$, wo also die abtastende Blende eben noch gänzlich verdunkelt und demnach $\Phi_x = 0$ ist, bei phasengleichem Lauf der empfangsseitigen Schreibblende am Zeilenort $x = -r$ übereinstimmend die Helligkeit $H_x = 0$ resultieren muß. Vgl. das untere Diagramm. Denn die Schreibblende beginnt gerade erst in dem Augenblick aufzuleuchten, wo ihr äußerster rückwärtiger Rand jenen Ort verläßt. Andererseits wird Φ_x am Ende des Überganges bei $x = 2r$, seinen Höchstwert $\Phi_0 \cdot r^2\pi$ erreicht haben (Punkt *1* im oberen Diagramm). Folglich kann auf der Wiedergabeseite erst von $x = 3r$ ab das Maximum von H_x entstehen (Punkt *2* im unteren Diagramm), denn die voraufgehenden Punkte der Zeile empfangen die volle, mit $\Phi_0 \cdot r^2\pi$ nach Annahme proportionale Lichterregung noch nicht während der ganzen Übergangsdauer der Blende.

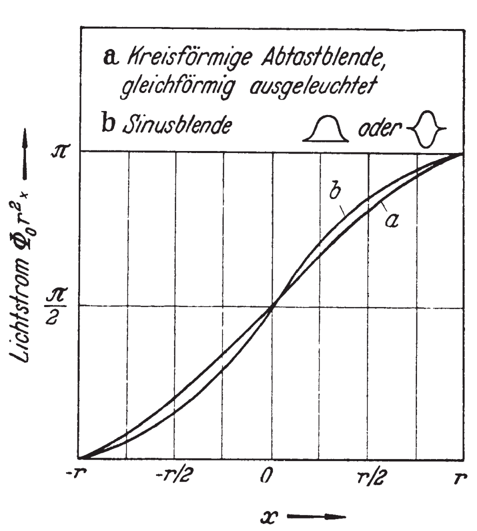


Abb. 45. Vergleich des Lichtstromanstieges bei Abtastung einer Dunkelkante; *a* Kreisblende, *b* Sinusblende.

Für die Ermittlung der Zwischenwerte von H_x gilt, analog der für die Sinusblende gegebenen Herleitung, daß in den resultierenden Betrag von H_x bis zur Ablenkung $x \leq r$ nur eine mit der Zeit (bzw. hier mit x) *veränderliche* Intensität des von Φ_x gesteuerten Blendenlichtstromes eingeht; denn der *konstante* Anteil von Φ_x war für diese Orte der Bildzeile Null. Hingegen kommt für $x > r$ ein gleichbleibender Anteil zum veränderlichen hinzu, weil in diesem Bereich die Schreibblende während eines Bruchteils der Übergangsdauer schon voll aufgehellt war. Die Maximalhelligkeit erhalten wir aus dem Höchstwert des Lichtstromes, $\Phi_0 \cdot r^2\pi$, unter Annahme vollkommen linearer Übertragung und eines konstanten Umsatzfaktors zu

$$H_{x\max} = \text{const.}\, \Phi_0 \cdot r^2\pi \cdot 2r = C \cdot 2\pi, \qquad \text{(III.43)}$$

indem wir const. $\Phi_0 \cdot r^3$ in der neuen Konstanten C zusammenfassen. Der Multiplikator $2r$ vertritt die Übergangsdauer in dem TALBOTschen Helligkeitsintegral. Die mittlere Aufhellung H_m resultiert in diesem Sinne nach Abb. 44c dadurch, daß infolge der symmetrischen Kurvenform die Fläche $LBO = IBD$ und somit $OBDH = OLIH$ ist. Die Basis des letztgenannten Rechtecks ist $2r$, die der Übergangsdauer äquivalente Strecke. Daher liegt die Gerade LI in der Höhe des mittleren Abtastlichtstromes $\Phi_m = \Phi_0 \cdot r^2\pi/2$, und es wird im Empfangsbild die H_m wiedergebende Fläche

$$H_m = \text{const} \cdot \frac{\Phi_0 \cdot r^2\pi}{2} \cdot 2r = C \cdot \pi. \qquad \text{(III.44)}$$

Die übrigen interessierenden Werte von H_x erhalten wir bis zu $x = r$ unter Beachtung der Beziehungen Gl. (III.37, 40, 41) sowie von $\sin\varphi = \sqrt{1-\cos^2\varphi}$ durch Integration von Gl. (III.42):

$$H_x = \text{const}\cdot\Phi_0\cdot r^2\cdot\int\limits_{x_1}^{x_2}\left[\arc\cos\left(1-\frac{x}{r}\right)-\left(1-\frac{x}{r}\right)\cdot\frac{1}{r}\cdot\sqrt{2r\,x-x^2}\right]dx$$

$$= \text{const}\cdot\Phi_0\cdot r^2\cdot\int\limits_{x_1}^{x_2}(\varphi-\cos\varphi\cdot\sin\varphi)\,r\cdot\sin\varphi\cdot d\varphi \qquad \text{(III.45)}$$

$$= C\cdot\int\limits_{\varphi_1}^{\varphi_2}(\varphi\cdot\sin\varphi-\sin^2\varphi\cos\varphi)\,d\varphi,$$

wobei die Integrationsgrenzen x_2, x_1 in Winkelgrößen nach der Tab. 6 überzuführen sind.

Tabelle 6. *Werte von H_x.*

Zeilenkoordinate für Blendenmitte $x =$		Obere Integrationsgrenze $\varphi_2 =$	Untere Integrationsgrenze $\varphi_1 =$	Äquivalente Fläche in Abb. 44, C
$-r/2$	Gl. (III.45)	$\pi/3$	0	*OAS*
0	Gl. (III.45)	$\pi/3$	0	*OBT*
$+r/2$	Gl. (III.45)	$2\pi/3$	0	*OCU*
r	Gl. (III.45)	π	0	*OBDH* = *OLIH*
$3r/2$	Gl. (III.46)	$\arc\cdot\cos\cdot\frac{r-x'}{r}$	0	*SAEN*
$2r$	Gl. (III.46)	,, ,,	0	*TBFP*
$5r/2$	Gl. (III.46)	,, ,,	0	*UCGR*
$3r$	Gl. (III.46)	,, ,,	0	*HDVW* = 2*OLIH*

Für die Berechnung der den Orten $x > r$ zugeordneten H_x bedienen wir uns unter Berücksichtigung der oben erwähnten Tatsache, daß Φ_x während eines Teils der Übergangsdauer konstant bleibt, wie dies auch Abb. 44c zeigt, der Gl. (III.46):

$$H_x = C\cdot\left[\pi-\int\limits_0^{\arc\cos\frac{r-x'}{r}}(\varphi\cdot\sin\varphi-\sin^2\varphi\cos\varphi)\,d\varphi+\frac{x-r}{r}\pi\right], \qquad \text{(III.46)}$$

wo $x' = x - r$ gesetzt ist, mit $x' \leq 2r$. Das Integral hat den Betrag $\left(\arc\cos\frac{r-x'}{r} = \varphi_2 \text{ geschrieben}\right)$:

$$\int\limits_0^{\arc\cos\frac{r-x'}{r}} f(\varphi)\,d\varphi = -\varphi_2\cos\varphi_2+\frac{2\sin\varphi_2}{3}+\frac{\sin\varphi_2\cos^2\varphi_2}{3}. \qquad \text{(III.47)}$$

Die sich so ergebenden Werte sind in Tab. 7 numerisch aufgeführt.

Tabelle 7.

Zeilenkoordinate in Höhe der Blendenmitte =	$-r/2$	0	$+r/2$	r	$3r/2$	$2r$	$5r/2$	$3r$
$H_x = C\times$	0,126	0,667	1,697	3,141 (π)	4,586	5,616	6,157	6,283 (2π)

In Abb. 46 ist dieser Anstieg von H_x im Vergleich zur Sinusblende eingetragen, Kurve *a* (gestrichelt) ist das Übertragungsergebnis beim Zusammenwirken von kreisrunder Abtast- und Schreibblende; in beiden Fällen unter Annahme konstanter Energiedichte im Blendenquerschnitt. Unter *d* ist die weiteste Stelle der

Öffnung beim Kreis, also der Durchmesser, zu verstehen. Der Koordinatenanfangspunkt ist gegenüber Abb. 44 der Anschaulichkeit halber verschoben und auf die Hell-Dunkel-Grenze verlegt. In der Tat ist nun der Unterschied im Übergang unmerklich geworden. Daraus ist ohne weiteres zu folgern, daß die Verbindung von beiden Blendenformen, Sinusblende beim Bildabtaster (sinusförmiges Signal) und Kreisblende beim Bildschreiber oder umgekehrt, zwischen den Kurven *a* und *b* liegende Verläufe liefern wird, die sich praktisch decken. Außerdem stimmt die Kurve *a* fast genau mit der quadratischen Aufhellungsfunktion nach Gl. (III.10) und Abb. 33 überein.

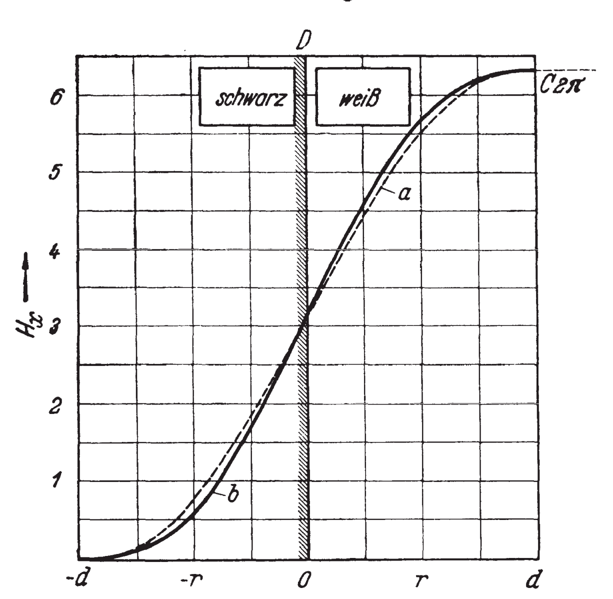


Abb. 46. Vergleich des Helligkeitsanstieges bei der empfangsseitigen Wiedergabe einer Dunkelkante; *a* Kreisblenden, *b* Sinusblenden geber- und empfängerseits.

Fragt man nach dem Wert der ohne Berücksichtigung des elektrischen Einschwingvorganges durchgeführten Berechnungen, so lautet die Antwort wie folgt: 1. Die individuellen Unterschiede, die rechteckige Blenden einerseits, sinus- oder kreisförmige Blenden andererseits unter den angenommenen idealisierten Übertragungsverhältnissen aufweisen, bleiben auch bei Überlagerung der Einschwingfunktion grundsätzlich erhalten; 2. Geht man von einem bestimmten gewünschten H_x-Verlauf aus, so muß diejenige Blendenform als die günstigste erscheinen, die diesen Verlauf mit guter Annäherung bei größtem Gesamtenergiefluß in ihrem Querschnitt (max. Leistung) liefert. Diese Folgerung leitet über zum Kap. III. 4d.

4d. Kreisförmige Blende mit ungleichmäßiger Ausleuchtung.

Wir kommen nunmehr zum Falle der ungleich im Strahlquerschnitt verteilten Leistungs- bzw. Stromdichte und betrachten eine kreisrunde Öffnung mit vom Mittelpunkt zur Peripherie nach einem bestimmten Gesetz abnehmender Intensität (Elektronenzahl pro Querschnittseinheit). Aus der Reihe diesbezüglicher Untersuchungen sollen im folgenden berücksichtigt werden die Arbeiten von H. A. Wheeler und A. V. Loughren [*4*], von R. D. Kell, A. V. Bedford und G. L. Fredendall [*7*], von O. H. Schade [*8*] und von E. Schwartz [*6*].

Bei den Kathodenstrahlröhren folgt die thermische Austrittsenergie der von der Glühkathode emittierten Elektronen dem Maxwellschen Gesetz der Geschwindigkeitsverteilung, und für jede Geschwindigkeitskomponente ist die Häufigkeit ihres Auftretens durch den Cosinus des Austrittswinkels gegeben. Dies bedeutet im Strahlquerschnitt selber einen der Gaussschen Fehlerkurve entsprechenden radialen Abfall der Stromdichte zum Rande hin, die höchste Intensität also im Zentrum. Es ist die typische Glockenkurve der Energieabnahme, eine e^{-z^2}-Funktion. Bewegt sich ein so beschaffener, vom Strahl erzeugter Lichtfleck bildschreibend längs der Zeile, so entsteht innerhalb derselben senkrecht zu ihrer Richtung wiederum eine glockenförmige Verteilung, indem die resultierende Helligkeit von den beiden Säumen der Zeilenbahn nach deren Mittellinie hin etwa nach einem $\cos^2$-Gesetz ansteigt. (Man bedenke, daß dieser Helligkeitsgradient steiler sein muß als der radiale Gradient der Intensität im schreibenden

Lichtfleck selber, weil die Übergangsdauer der Kreisblende an den Rändern der Schreibspur rasch gegen Null abnimmt, nach dem TALBOTschen Gesetz also das Zeitintegral der Intensität um so schneller abfallen muß. So versteilert sich, quer zur Zeilenbahn gemessen, die GAUSSsche e^{-z^2}-Kurve zur $\cos^2$-Kurve; jedoch betrifft dies nur das Randgebiet der Strahlspur. Man begeht keinen erheblichen Fehler und erhält handlichere Ausdrücke für Berechnungen, wenn man die Verteilung der Stromdichte im Strahlquerschnitt selber bereits durch einen $\cos^2$-förmigen radialsymmetrischen Abfall von der Mitte zur Peripherie darstellt.)

Auf die Arbeiten von WHEELER und LOUGHREN, von KELL, BEDFORD und FREDENDALL, sowie von SCHADE kommen wir im Zusammenhang mit der Einbeziehung der vertikalen Auflösung (KELL-Faktor) und bei dem Vergleich der Übertragungsmaße verschiedener Blendenformen zurück. WHEELER und LOUGHREN gehen von der lichtoptischen Seite an das Problem heran. Wie die Schärfe der Abbildung eines mathematischen (leuchtenden) Punktes durch Linsen oder Spiegel gekennzeichnet ist durch die Größe des Zerstreuungskreises, so läßt sich auch der Blendeneinfluß der Fernsehübertragung als ein Diffusions-Effekt auffassen, der die Wiedergabe eines unendlich schmalen Helligkeitsstreifens in einem von Größe, Form und Energieverteilung der Blenden abhängigen Maße verbreitert. Auf Grund anderer, später zu behandelnder Voraussetzungen kommen WHEELER und LOUGHREN zur Forderung einer Kreisblende mit $\cos^2$-förmigem Gesetz des Abfalls der Leistungsdichte vom Mittelpunkt aus.

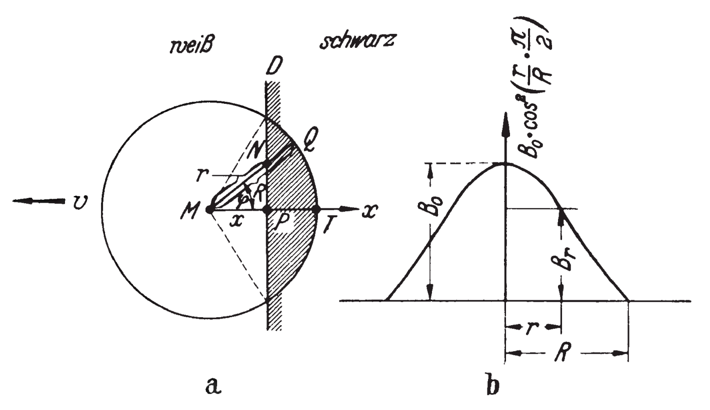


Abb. 47a u. b. Hilfsfiguren zur Berechnung des Photostromanstieges an der Helligkeitskante bei Kreisblende mit rotationssymmetrischer $\cos^2$-Verteilung der Elektronen- oder Lichtstromdichte $B(r)$ im abtastenden Querschnitt.

Wir folgen nun der Betrachtungsweise von SCHWARTZ [*6*]. Die Verteilung der Elektronenstromdichte im abtastenden Kathodenstrahl von kreisrundem Querschnitt sei glockenförmig, d. h. vom Maximum im Mittelpunkt M (Abb. 47a und b) rotationssymmetrisch nach einer Glockenfunktion auf Null an der Peripherie abnehmend. Auf jedem um M geschlagenen Kreis ist die Stromdichte konstant. Überfährt dieses Äquivalent einer Blende, beispielsweise in einem Ikonoskop, die Grenze eines Sprunges der Ladungsdichte, der von einer Hell-Dunkel-Kante herrührt, so wird der zeitliche Signalanstieg nicht einfach nur dem jeweils aufgelaufenen *Flächen*anteil des Blendenquerschnitts folgen, sondern außerdem von der Verteilung der Elektronendichte in jenem abhängen. Es tritt also der gleiche Effekt ein, als ob eine Blende mit entsprechend glockenförmig abgestufter *Transparenz* über eine Schwarz-Weiß-Grenze hinweggeht und dabei einen Photostrom auslöst. Erscheint dann eine bestimmte Leuchtdichte des Originals nach Passieren der Blende in deren Mittelpunkt M, der die Durchlässigkeit 1 hat, mit dem maximalen Wert B_0 (Abb. 47b), so wird sie an der Peripherie zu Null. Der erzeugte Photostrom Φ_x, wo x den Abstand der Blendenmitte von der Dunkelkante bedeutet, ist daher einerseits durch die auf der hellen Zone befindliche Teilfläche des Kreises vom Radius R, andererseits durch die Abstufung der Transparenz innerhalb der abtastenden Öffnung gegeben.

Bedeutet $\Phi_{\max}$ den Gesamtlichtstrom, den die Blende hindurchläßt, sobald sie gänzlich auf der hellen Fläche angekommen ist, dann ergibt sich Φ_x durch

Subtrahieren des dem lichtlosen, schraffierten Kreissegment entsprechenden Bruchteils von $\Phi_{\max}$. Auf dem von M aus gezogenen Radius $MQ = R$ schneidet die Dunkelkante D die Strecke $MN = r$ ab, wenn M von ihr die Entfernung $MP = x$ hat. Die Strecke MT ist $= R$. Unabhängig vom Gesetz der Transparenzverteilung, also von $B(r)$, können wir für Φ_x schreiben:

$$\Phi_x = \Phi_{\max} - \int_x^R \int_{-\varphi(x)}^{+\varphi(x)} B(r)\, dr \cdot r \cdot d\varphi, \tag{III.48}$$

wobei r für die Integration von x bis R und $\varphi(x)$ von $-\arccos\frac{x}{r}$ bis $+\arccos\frac{x}{r}$ läuft. Aus Symmetriegründen folgt mit Rücksicht auf den Grenzwinkel beiderseits der x-Achse, $\varphi_x(r) = \arccos\frac{x}{r}$:

$$\Phi_x = \Phi_{\max} - \int_x^R 2 \arccos\frac{x}{r} \cdot B(r) \cdot r \cdot dr. \tag{III.49}$$

Der glockenförmige Verlauf von $B(r)$ wird nach dem auf S. 108 Gesagten der einfacheren Rechnung halber durch eine $\cos^2$-Funktion angenähert. Während die GAUSSsche Fehlerkurve, die das Gesetz der MAXWELLschen Geschwindigkeitsverteilung im Strahlquerschnitt darstellt, an den Rändern der Blende sich asymptotisch konvergierend bis in die Unendlichkeit fortsetzt, fällt die $\cos^2$-Kurve dort auf Null ab. SCHWARTZ hat bei seiner Berechnung die Abklingkonstante der e-Funktion passend zur Periode des Cosinus so gewählt, daß die beiden glockenförmigen Kurven sich im wesentlichen Teil nicht nur der Form, sondern auch dem Inhalt nach praktisch decken; nur 1% aller Elektronen trifft außerhalb des als Bildpunktradius angenommenen Bereichs. Wir dürfen demnach setzen:

$$B(r) = B_0 \cdot \cos^2\left(\frac{r}{R} \cdot \frac{\pi}{2}\right), \tag{III.50}$$

als Ausdruck des in Abb. 47b veranschaulichten Abfalls von B_0. Damit ergibt sich aus Gl. (III.49):

$$\Phi_x = \Phi_{\max} - 2 B_0 \int_x^R r \cdot \cos^2\left(\frac{r}{R} \cdot \frac{\pi}{2}\right) \cdot \arccos\left(\frac{x}{r}\right) \cdot dr. \tag{III.51}$$

Mit $x = 0$ und $\arccos\frac{x}{r} = \frac{\pi}{2}$ erhalten wir, vgl. Abb. 47a, den Betrag von $\Phi_{\max}/2$, weil bei diesen Werten gerade die halbe Blende auf der hellen Zone angelangt ist. Dies in Gl. (III.51) eingesetzt, führt zu:

$$\frac{1}{2}\Phi_{\max} = \Phi_{\max} - \pi B_0 \cdot \int_0^R r \cdot \cos^2\left(\frac{r}{R} \cdot \frac{\pi}{2}\right) dr$$

oder

$$\frac{1}{2}\Phi_{\max} = \pi B_0 \cdot \int_0^R r \cdot \cos^2\left(\frac{r}{R} \cdot \frac{\pi}{2}\right) dr. \tag{III.52}$$

Zweimalige partielle Integration liefert dann:

$$B_0 = \frac{2\pi^2}{\pi^2 - 4} \cdot \frac{1}{\pi R^2} \cdot \Phi_{\max}, \tag{III.53}$$

womit die Beziehung zwischen dem Lichtstrom und der maximalen durchkommenden Leuchtdichte gewonnen ist. Demnach lautet die zur Berechnung des Photostromanstieges dienende Integralgleichung:

$$\Phi_x = \Phi_{\max} \cdot \left[1 - \frac{4\pi^2}{\pi^2 - 4} \cdot \frac{1}{\pi R^2} \cdot \int_x^R r \cdot \cos^2\left(\frac{r}{R} \cdot \frac{\pi}{2}\right) \cdot \arccos\left(\frac{x}{r}\right) dr\right]; \tag{III.54}$$

und nach den Substitutionen:

$$\frac{r}{R}\cdot\frac{\pi}{2}=Z;\quad \frac{x}{r}=\frac{s\cdot\frac{\pi}{2}}{Z};\quad s=\frac{x}{R},$$

womit auch die Integrationsgrenzen sich entsprechend umformen:

$$\Phi_x=\Phi_{\max}\cdot\left[1-\frac{16}{\pi}\cdot\frac{1}{\pi^2-4}\cdot\int\limits_{s\cdot\pi/2}^{\pi/2} Z\cdot\cos^2 Z\cdot\operatorname{arc}\cos\frac{s\cdot\frac{\pi}{2}}{Z}\cdot dZ\right].\quad\text{(III.55)}$$

SCHWARTZ hat das Integral durch Reihenentwicklung und gliedweise durchgeführte Integration gelöst. Wir verzichten hier aus Raumgründen auf die Wiederholung dieser Rechnung (man befrage die Originalarbeit [*6*]). Es ergibt sich die Darstellung des Photo- bzw. Signalstromanstiegs nach folgender Progression:

$$\Phi_x=\frac{1}{2}\,\Phi_{\max}\cdot(1+2{,}22\,s-2{,}08\,s^3+1{,}26\,s^5-0{,}40\,s^7),\quad\text{(III.56)}$$

mit etwa 4% Ungenauigkeit der Koeffizienten, herrührend von dem frühen Abbrechen der nicht sehr gut konvergierenden unendlichen Reihe. Die Grenzen von $s=\frac{x}{R}$, die den Extremfällen der voll ausgeleuchteten und der ganz im Dunkelfeld befindlichen Blende entsprechen, sind $+1$ bzw. -1. Denn diese Fälle sind gekennzeichnet durch $x=R$ bzw. $-R$. In der Tat wird nun mit $s=1$

$$\Phi_x=\Phi_{\max}\cdot\frac{1}{2}\cdot 2=\Phi_{\max}$$

und mit $s=-1$

$$\Phi_x=\Phi_{\max}\cdot\frac{1}{2}\cdot 0=0.$$

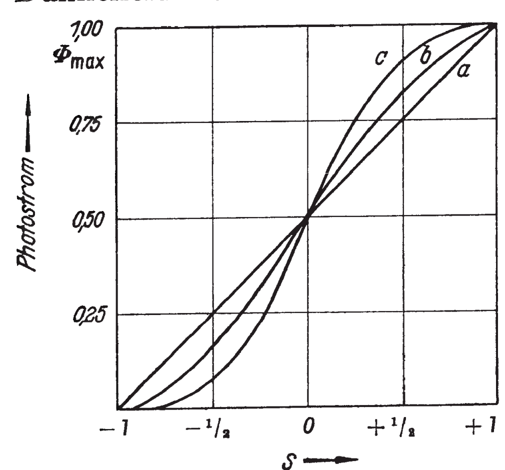


Abb. 48. Photostromanstieg bei quadratischer Abtastblende (*a*), Kreisblende mit homogener „Ausleuchtung" (*b*) und Kreisblende mit glockenförmiger „Ausleuchtung" (*c*), sämtlich bezogen auf gleiches Verhältnis (*s*) des Abstandes Dunkelkante—Blendenachse zur halben Blendenbreite.

Das nicht nur ungefähre, sondern genau stimmende Ergebnis ist angesichts der Unsicherheit der Reihenkoeffizienten und der Unendlichkeit der Reihe ein glücklicher Zufall; immerhin genügt die Gl. (III.56) vollkommen für die Abschätzung des Überganges von Φ_x. In Abb. 48 ist der Photostromanstieg zusammengestellt für quadratische Abtastblende (*a*), homogen durchlässige Kreisblende (*b*) und Kreisblende mit glockenförmiger Ausleuchtung (*c*). Abszisse ist bei allen drei Kurven das Verhältnis des Abstandes Dunkelkante — Blendenachse zur halben Blendenbreite.

Legt man an die Wendepunkte der beiden gekrümmten Kurven von Abb. 48 die Tangente und vergleicht deren Neigung mit der Geraden (*a*), so zeigt sich, daß die kreisförmige, homogen durchlässige Blende die 1,28fache, die glockenförmig ausgeleuchtete Blende sogar die 2,22fache Steilheit von jener besitzt. Da die Steilheit für den Kontrast, d. h. die Übergangsschärfe, maßgebend ist, wirken die runden Blenden so wie in der Abtastrichtung verkürzte quadratische Öffnungen, und zwar betrüge die theoretische Verkürzung für letztere 1 : 0,78 bzw. 1 : 0,47, also im letzten Falle auf weniger als die Hälfte. Bezieht man den Vergleich nicht auf die Steilheit im Wendepunkt allein, sondern auf die in s gemessene Breite des Überganges von 20%···80% der Grenzhelligkeit, so wird

das Verhältnis 1 : 0,75 : 0,43. Das Ergebnis verdient Beachtung mit Rücksicht auf den Betrag der Zeitkonstante des Verstärkereingangs. Da diese nicht bis auf Null kompensiert werden kann, bleibt ihr das Photosignal verschleifender Einfluß in gewissem Ausmaß bestehen. Es ist deshalb anzunehmen, daß sich die vergrößerte Steilheit des Steuerstromes im Ausgangssignal des Bildstromverstärkers günstig bemerkbar macht.

Wie SCHWARTZ ferner zeigen konnte, läßt sich die Verteilung des aus Gl. (III.56) durch Differenzieren nach s erhaltenen $d\Phi_x/ds$ an der Dunkelkante angenähert durch eine $\cos^2$-Funktion darstellen, in die $s\left(=\frac{x}{R}\right)$ wie folgt eingeht:

$$\Phi_x = \Phi_{\max} \cdot \left(\frac{1}{2} + \int_0^s \cos^2\left(s \cdot \frac{\pi}{2}\right) ds\right). \qquad \text{(III.57)}$$

Der Differentialquotient $d\Phi_x/ds$ stellt gewissermaßen die „lineare" Leuchtdichteverteilung bei der Abtastung dar, im Gegensatz zur flächenhaften, die wir vorstehend benutzt haben. Er gibt an, wie sich der von der Blende übertragene Lichtstrom mit der Verschiebung längs der Zeile ändert. Die Integration der Näherungs-Gl. (III.57) liefert:

$$\Phi_x = \frac{1}{2} \Phi_{\max} \cdot \left(1 + s + \frac{1}{\pi} \sin(s \cdot \pi)\right). \qquad \text{(III.58)}$$

Der Integrand in Gl. (III.57) entspricht der ursprünglichen Annahme über den Gang der Durchlässigkeit längs eines Durchmessers der Blende. Der weiteste Teil der Blende, für den im Übergang die Zeilenkoordinate x von $-R$ bis $+R$, also s von -1 bis $+1$ läuft, liegt in der Zeilenmitte. In Höhe der Zeilenmitte liefert daher Gl. (III.58) exakt den Photozellenstromanstieg mit s. In Abb. 49 ist Kurve (a) identisch mit (c) in Abb. 48, während Kurve (b) die Verteilung gemäß Gl. (III.58) wiedergibt. Der Unterschied ist praktisch unmerklich.

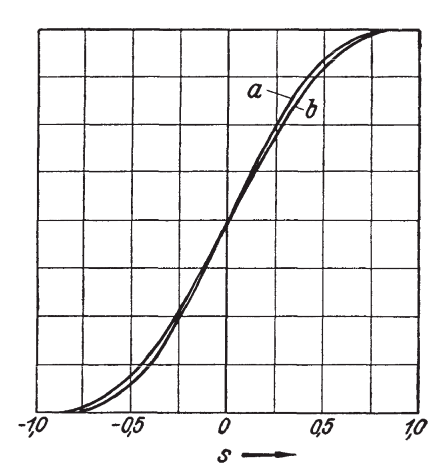


Abb. 49. Abtastung mittels Kreisblende und Glockenverteilung; Kurve a identisch mit c in Abb. 48; Kurve b gibt den Verlauf nach Gl. (III. 58) wieder.

Vor der nun fälligen Berechnung des Verlaufs der Leuchtdichte B_x, die unter dem Einfluß eines Signals nach Gl. (III.58) auf dem Empfangsschirm entsteht, müssen wir uns klarmachen, wie die Verteilung von B_0 im Schreiblichtfleck beschaffen sein soll. Man kann das Problem wieder so auffassen, als resultiere die tatsächliche Glockenform des Abfalls vom Mittelpunkt nach der Peripherie aus einer entsprechenden Abstufung der Durchlässigkeit innerhalb der Blendenöffnung selber, während sie beim Elektronenfleck in Wirklichkeit vom Ursprung an im Strahl vorhanden ist. Die Strahlstromstärke, als Integral über sämtliche Flächenelemente des Strahlquerschnitts genommen, wird von Φ_x gesteuert. In jedem Elementarbündel nimmt sie proportional mit Φ_x zu und ab. Ihre Verteilung auf die einzelnen Elementarbündel ist durch das $\cos^2$-Gesetz nach Abb. 47 bestimmt. Der Bequemlichkeit des Ausdrucks halber wollen wir jedoch im folgenden wiederum von einer Blende sprechen, deren Durchlässigkeit z. B. eine $\cos^2$-Funktion sein könnte, wie sie für die Geberseite vorausgesetzt wurde. Abtast- und Schreibblende seien von gleicher Größe und in Phase, der elektrische Übertragungskanal für den Zweck der Rechnung als ideal frequenzdurchlässig und verzerrungsfrei sowie das Rauschen als nicht vorhanden angenommen.

Man kann aber fragen, ob der Schreiblichtfleck einer BRAUNschen Röhre, abgesehen vom Einfluß der Ablenkverzerrungen, d. h. in seiner Mittellage ruhend betrachtet, wirklich die Glockenverteilung der Elektronendichte als radialen Leuchtdichteverlauf wiedergibt. Das ist nun durchaus nicht der Fall. Die Streuung des Fluoreszenzlichtes in der Kristallschicht des Schirmes sowie Einflüsse der momentanen elektrischen Aufladung, die bis zur Eindringtiefe der Elektronen geht, ändern den Gang der Leuchtdichte im Fleckquerschnitt merklich. Dazu kommt die Wirkung des Alterns der Emissionsschicht auf der Glühkathode als zusätzlicher Einfluß, der sich der Berücksichtigung in der Theorie entzieht, in der Praxis jedoch besteht. Kurzum, wir müssen versuchen, die wahrscheinlichsten Verteilungen in Grenzen einzuschließen, und nehmen deshalb im folgenden zwei Extremfälle an:

1. Der von Φ_x gesteuerte Lichtstrom ist in der Schreibblende *gleichförmig* verteilt, so daß alle Flächenelemente des Blendenquerschnitts dieselbe Lichtmenge durchlassen;

2. die Schreibblende besitzt nach einem $\cos^2$-Gesetz kontinuierlich abgestufte Durchlässigkeit.

Fall 1: Der Verlauf des Photostromes sei durch Gl. (III.58) gegeben; sein Übergang erstreckt sich nach Abb. 49 auf die Breite von $s = -1$ bis $s = +1$. Die dort veranschaulichte Abhängigkeit (Kurve *b*) gilt exakt für die Mitte der Zeilenspur bzw. für eine Abtastblende in Form eines senkrecht zur Zeilenbahn gemessen sehr schmalen Schlitzes, in welchem die Durchlässigkeit längs der Zeilenrichtung von den Enden nach der Mitte zu $\cos^2$-förmig ansteigt. Unter Annahme der Steuergl. (III.58) ermitteln wir den resultierenden Verlauf von B_x auf dem Empfangsbildschirm, dem Voraufgehenden entsprechend, gleichfalls längs der Linie, die der Blendenmittelpunkt beschreibt. Er gilt dann auch noch beiderseits dieser Linie in gewisser Breite und beeinflußt daher maßgeblich den im Auge durch Integration über die ganze Zeilenweite resultierenden Effekt. Auf die Verteilungsfunktion in der Vertikalen kommen wir in Kap. IV. 11c zurück.

Wird der bei Geber und Empfänger gleiche Radius der Kreisblende wie zuvor mit R und der jeweilige Abstand des Mittelpunktes der abtastenden Blende von der Schwarz-Weiß-Kante wieder mit x bezeichnet, so kann man unter Bezugnahme auf Gl. (III.58) die Steuerfunktion für die Aufhellung der schreibenden Blende durch den Ausdruck:

$$\Phi_x = \frac{1}{2}\Phi_{\max}\cdot\left(1+\frac{x}{R}+\frac{1}{\pi}\sin\frac{\pi x}{R}\right) \qquad \text{(III.59)}$$

darstellen. Voraussetzungsgemäß ist die Leuchtdichte über die ganze Fläche dieser Blende konstant. Infolgedessen finden wir die in dem betrachteten Punkte des Fernsehschirmes entstehende Helligkeit durch Integration über die elementare Strecke, längs deren die Abtastung das zeitlich veränderliche Φ_x und damit die elektrische Steuergröße liefert. Wir können dabei wiederum die Zeitkoordinate durch die Zeilenkoordinate ersetzen und schreiben daher:

$$F = \int_{x_1}^{x_2}\Phi_x\,dx = \int_{x_1}^{x_2}\frac{\Phi_{\max}}{2}\left(1+\frac{x}{R}+\frac{1}{\pi}\sin\frac{\pi x}{R}\right)dx$$

$$= \frac{\Phi_{\max}}{2R}\cdot\int_{x_1}^{x_2}\left(R+x+\frac{R}{\pi}\sin\frac{\pi x}{R}\right)dx$$

$$= \frac{\Phi_{\max}}{2R}\cdot\left[R\cdot(x_2-x_1)+\frac{x_2^2-x_1^2}{2}+\frac{R^2}{\pi^2}\left(\cos\frac{\pi x_1}{R}-\cos\frac{\pi x_2}{R}\right)\right]. \qquad \text{(III.60)}$$

Ferner muß sein:

$$B_{\text{max}} = \Phi_{\text{max}} \cdot \text{const. } 2\,R, \tag{III.61}$$

worin wir, da es nur auf Relativwerte ankommt, die Umwandlungskonstante $= 1$ setzen. Der Übergang erstreckt sich auf dem Empfangsschirm von $-2\,R$ bis $+2\,R$. Die Integrationsgrenzen sind daher wie folgt gegeben:

Abszisse des betrachteten Punktes im Fernbild, bezogen auf die Dunkelkante	$x_1 =$	$x_2 =$	Zum Integral hinzuzuaddieren:
$-3\,R/2$	$-R$	$-R/2$	—
$-R$	$-R$	0	—
$-R/2$	$-R$	$+R/2$	—
0	$-R$	$+R$	—
$+R/2$	$-R/2$	$+R$	$\Phi_{\text{max}} \cdot R/2$
$+R$	0	$+R$	$\Phi_{\text{max}} \cdot R$
$+3\,R/2$	$+R/2$	$+R$	$\Phi_{\text{max}} \cdot 3\,R/2$
$+2\,R$	$+R$	$+R$	$\Phi_{\text{max}} \cdot 2\,R$

Die ersten 4 Punkte des Anstiegsgebietes empfangen (vgl. Abb. 51a) nur während eines Teiles der Übergangsdauer Licht, da die Aufhellung der in Phase mit der Geberseite bewegten Blende nicht eher beginnt, als in dem Augenblick, wo die Mitte der letzteren die Abszisse $x = -R$ hat (Abb. 51a). Damit ist die untere Integrationsgrenze festgelegt. Das Wachsen der Aufhellung endet, sobald die Blendenmitten die obere Grenze $x_2 = +R$ erreicht haben; die Abtastblende hat dann nämlich die Dunkelkante gerade verlassen, und der steuernde Photostrom nimmt daher nicht mehr zu. Den Punkten des Empfangsbildes mit $x > 0$ wird, solange sie sich weiterhin noch innerhalb des Querschnittes der bildschreibenden Blende befinden, zusätzlich ein gleichbleibender, Φ_{max} entsprechender Lichtstrom zugeführt; er ist in der 4. Spalte der obigen Tabelle angegeben.

Der Verlauf von B_x wird also n. V. ermittelt aus dem Wachstum der Fläche F bis zum Höchstwert $\Phi_{\text{max}} \cdot \text{const. } 2\,R$ mit const. $= 1$. Die Zeit ist durch die ihr proportionale Laufstrecke der Blenden vertreten. Man hat dabei noch zu beachten, daß mit const. $= 1$

$$\frac{\Phi_{\text{max}}}{2R} = \frac{B_{\text{max}}}{4R^2}\,; \quad B_{\text{max}} = \Phi_{\text{max}} \cdot 2\,R$$

ist. Die Ausrechnung auf Grund dieser Beziehung liefert folgende Zahlenwerte:

Punkt auf dem Empfangsschirm im Abstand von der Sollage der Dunkelkante:	Result. Leuchtdichte in Zeilenmitte $B_x = \frac{B_{\text{max}}}{2}$ mal:
$-2\,R$	0
$-3\,R/2$	0,0125
$-R$	0,150
$-R/2$	0,512
0	1
$+R/2$	1,488
$+R$	1,850
$+3\,R/2$	1,9875
$+2\,R$	2

Für die Auswertung wurde der Einfachheit halber $1/\pi^2 \simeq 0{,}1$ angenommen, was einen zulässig kleinen Fehler ergibt.

In Abb. 50 bedeutet I die nach dem Vorstehenden berechnete Aufhellungskurve der Kreisblende mit gleichförmigem Lichtfluß, der von einem Signal nach

Gl. (III.59) gesteuert wird. Kurve *II* (gestrichelt) zeigt den Helligkeitsanstieg an der Dunkelkante bei Benutzung von quadratischen Blenden für Abtastung und Wiedergabe unter Voraussetzung homogener Durchflutung beider; ihre Weite wäre $2R$. Die strichpunktierte Kurve *III* gehört zu dem nunmehr zu behandelnden Fall 2.

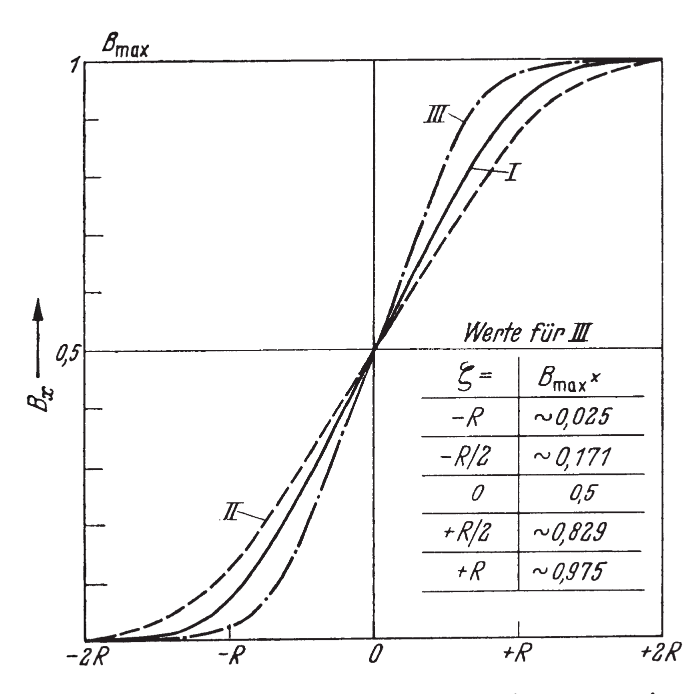


Abb. 50. Wiedergabe des Helligkeitsüberganges im Empfangsbild. *I* Kreisblende mit gleichförmiger Ausleuchtung, *II* quadratische Blende mit gleichförmiger Ausleuchtung, *III* Kreisblende mit cos²-Verteilung. Die Abtastblende hat für *I* und *III* ebenfalls Kreisform und cos²-Verteilung des Elektronenflusses; für *II* ist sie quadratisch und homogen durchlässig.

Fall 2: Bei gleicher Steuerfunktion wie im Falle 1 soll jetzt die Verteilung der Leuchtdichte im bildschreibenden Lichtpunktquerschnitt cos²-förmig sein, d. h. B_x soll vom Mittelpunkt der Kreisöffnung nach der Peripherie hin nach diesem Gesetz längs des Radius R abfallen. Wir fragen einstweilen nur nach dem Verlauf der Aufhellung längs der Mittelspur der Zeile; die Abnahme nach den Rändern zu soll erst in Kap. IV. 11a betrachtet werden. Der Punkt, dessen Helligkeit wir suchen, habe im Bildfelde den Abstand ζ von der Dunkelkante, deren Abszisse $x = 0$ sei. Wir dürfen dann vereinfachend setzen:

$$B_x = \frac{\Phi_{\max}}{2} \cdot \int_{x_1}^{x_2} \left(1 + \frac{x}{R} + \frac{1}{\pi} \sin \frac{\pi x}{R}\right) \cdot \cos^2\left(\frac{\pi(\zeta - x)}{2R}\right) dx, \qquad \text{(III.62)}$$

indem wir die Umwandlungskonstante wiederum gleich 1 annehmen. Ferner sei auch $R = 1$. In der Tat ergibt sich die vorstehende Gleichung sofort aus Abb. 51a. Abtast- und Schreiböffnung haben den gleichen Radius R. Das Übergangsgebiet muß sich also im Empfangsbilde auf die Länge $4R$ erstrecken und, da die Aufhellung bei der Stellung 1 der konphas laufenden Öffnungen beginnt ($x_1 = -1$) und bei der Stellung 2 derselben ($x_2 = +1$) endigt, symmetrisch zur Dunkelkante K liegen. L ist die Mittelspur der Zeile, Z ihre Gesamtbreite und x der Abstand der Mittelpunkte M von K. Wäre nun I die Aufhellungsverteilung in der bildschreibenden Öffnung bei maximalen Signal $\Phi_{\max}$, so würde die durch Schraffierung der eingeschlossenen Fläche hervorgehobene Kurve *II* etwa der Stellung 3 entsprechen; denn in dieser ist die abtastende Öffnung erst zum Teil von der Dunkelzone abgelaufen, das Φ_x des Senders daher $< \Phi_{\max}$. Betrachten wir nun den Punkt P des Empfangsschirmes, so zeigt sich, daß er in dem dargestellten Augenblick nur den Bruchteil der Lichtintensität erhält, der sich aus seiner momentanen Lage auf der Flanke der Glockenkurve *II* ergibt. Ist ζ die Entfernung des Punktes P vom Ort der Dunkelkante im gegebenen Bildfelde, so muß in der Verteilungsfunktion $\cos^2\left(\frac{\pi x'}{2R}\right)$ die Abszisse x' aus der Differenz der Beträge von ζ und x gebildet werden, um den Abstand von P von der Scheitellinie der Glockenkurve zu berücksichtigen. Dies gilt auch für Punkte P', die in Abb. 51a links von der Kante K liegen, wenn man das Vorzeichen von ζ' und

die Tatsache beachtet, daß $\cos z = \cos(-z)$ ist[1]. Somit besteht die Gl. (III.62) zu Recht. Ihre Integration ergibt mit den angegebenen Vereinfachungen, const. = 1 und $R = 1$:

$$B_x = \frac{\Phi_{\max}}{4} \cdot \Big[x + \frac{x^2}{2} - \frac{1}{\pi^2}\cos\pi x + \\ + \frac{\cos\pi\zeta}{\pi^2}\cdot\Big(\pi\sin\pi x + \pi x\sin\pi x + \cos\pi x + \frac{\sin^2\pi x}{2}\Big) + \\ + \frac{\sin\pi\zeta}{\pi^2}\cdot\Big(-\pi\cos\pi x - \pi x\cos\pi x + \sin\pi x - \frac{\sin\pi x\cos\pi x}{2} + \frac{\pi x}{2}\Big)\Big]\Big|_{x_1}^{x_2}. \qquad \text{(III.63)}$$

Zu integrieren ist über die Strecke $(x_2 - x_1)$, während deren Durchlaufung der betrachtete Punkt (ζ) veränderliche Lichtintensität empfängt (Längen- statt Zeitkoordinate). Für Punkte mit $\zeta > 0$ tritt dies nur während eines Bruchteils der Übergangsdauer ein. Anschließend erhalten diese Punkte, solange sie noch innerhalb der Schreiböffnung liegen, bei

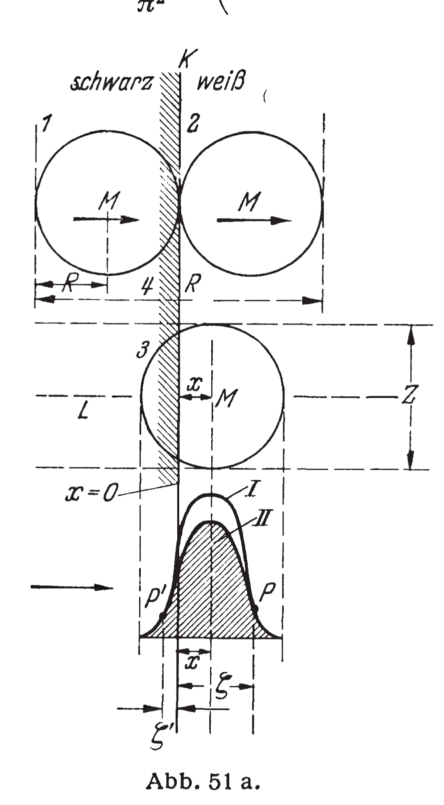


Abb. 51 a.

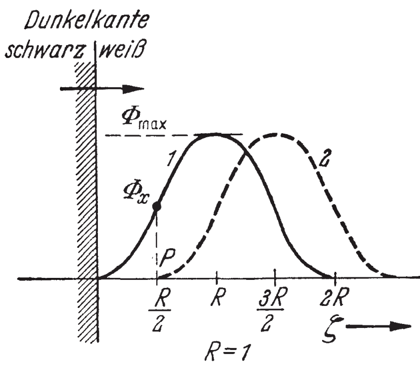


Abb. 51 b.

Abb. 51 a u. b. a Hilfsfigur zur Berechnung des Leuchtdichteanstieges $B_x = f(\Phi_x)$ im Fernbild der Dunkelkante K. Es bedeuten: M den Mittelpunkt der Abtast- bzw. Schreiböffnung, x dessen Abstand von K; ζ, ζ' die Entfernung des betrachteten Punktes (P, P') von K. R ist der Radius des Blendenquerschnitts; *1*, *2*, *3* sind angenommene Lagen desselben, L ist die Mitte der Zeilenspur, deren Breite Z beträgt. *I*, *II* stellen die Leuchtdichteverteilung bei dem Höchstwert von Φ_x bzw. bei dem Zwischenwert von Φ_x dar, der in der Lage *3* erreicht wird. b Hilfsfigur zur Berechnung des Zusatzintegrals als $f(\zeta)$. Der Punkt P mit der Koordinate $\zeta = R/2 = 1/2$ erhält Licht der dargestellten konstanten $\cos^2$-Verteilung (Scheitelwert $\Phi_{\max}$) während des Überganges aus Lage *1* in Lage *2*; in dieser Zeit geht der auf P entfallende Anteil von Φ_x bis Null.

konstantem maximalen Signal $\Phi_{\max}$ eine von ihrer Koordinate ζ abhängige Belichtung. Wie aus Abb. 51b hervorgeht, ist zu dem Wert des Aufhellungsintegrals nach Gl. (III.63), dessen obere Grenze $x_2 = +1$ sein muß, der Betrag:

$$\int_0^\zeta \Phi_{\max}\cdot\cos^2\Big(\frac{\pi(1-\zeta)}{2}\Big)\,d\zeta = \\ = -\frac{2\Phi_{\max}}{\pi}\cdot\Big[\frac{1}{2}\sin\frac{\pi(1-\zeta)}{2}\cos\frac{\pi(1-\zeta)}{2} + \frac{\pi(1-\zeta)}{4}\Big]\Big|_0^\zeta \zeta \qquad \text{(III.64)}$$

$$\text{für } 0 < \zeta \leqq 1$$

[1] Für P' ist offensichtlich der Abstand von der Scheitellinie der Glockenkurve $-\zeta' + x = -(\zeta' - x)$, und es gilt: $\cos -(\zeta' - x) = \cos(\zeta' - x)$.

und

$$-\frac{2\Phi_{\max}}{\pi}\cdot\left[\frac{1}{2}\sin\frac{\pi(1-\zeta)}{2}\cos\frac{\pi(1-\zeta)}{2}+\frac{\pi(1-\zeta)}{4}\right]\Big|_1^{\zeta}\zeta+\frac{\Phi_{\max}}{2}$$

$$\text{für}\quad 1<\zeta\lessapprox 2$$

hinzuzuaddieren, wobei $\frac{\Phi_{\max}}{2}=\int\limits_0^1\Phi_{\max}\cdot\cos^2\left(\frac{\pi(1-\zeta)}{2}\right)d\zeta$ ist.

Die über den betrachteten Punkt P hinweglaufende Lichterregung ist nämlich nicht, wie im Falle 1, konstant, sondern folgt dem $\cos^2$-Verteilungsgesetz des Öffnungsquerschnitts. Jenseits der Koordinate $x_2=+1$ des Mittelpunktes der bildschreibenden Öffnung ändert sich zwar wegen $\Phi_x=\Phi_{\max}$ der sie durchsetzende Lichtfluß in seiner Gesamtheit nicht mehr, aber es hängt vom Orte des Punktes P auf der x-Achse ab, welche Lagen die Mitte der Öffnung relativ zu P während der restlichen Übergangszeit noch durchläuft. Die Beträge des Zusatzintegrals nach Gl. (III.64) sind in der folgenden Tabelle angegeben. Sämtliche Orte des Bildfeldes, die von der Dunkelkante einen Abstand $\geq 2R$, also ≥ 2, haben, empfangen während des ganzen Überganges — sofern das Original den Weißwert beibehält — die der Strecke $2R=2$ und dem Mittelwert $\Phi_{\max}/2$ entsprechende Lichterregung, d. h. es ist dort $B_{\max}=\Phi_{\max}$ (Umwandlungskonstante willkürlich $=1$ gesetzt).

Die Zahlen der erwähnten Tabelle beziehen sich, wie gesagt, auf die Mitte der Zeilenspur. Den Verlauf der resultierenden Aufhellungssteilheit an der Dunkelkante gibt die Kurve *III* in Abb. 50 wieder. Es zeigt sich, daß beim Zusammenwirken zweier Kreisöffnungen mit $\cos^2$-Verteilung für Abtastung und Wiedergabe eine bedeutende Schärfe des Helligkeitsüberganges erreicht wird. Die Änderung von 10% auf 90% der Höchstamplitude vollzieht sich innerhalb einer Breite $\sim 2R/3$. Um diese Möglichkeit voll auszunutzen, muß allerdings die übertragende Frequenz so hoch sein, daß eine ganze Periode derselben auf die Öffnungsweite $2R$ entfällt.

Tabelle 8. *Zur Berechnung des Helligkeitsanstiegs nach Gl. (III.63; III.64).*

	Ort des betrachteten Punktes (Abstand von der Dunkelkante, ζ) =	x_2 =	x_1 =	Aufhellung $B_{\max}$ mal:	Zusatzbetrag
$R=1$	-2	-1	-1	0	—
	$-3/2$	$-1/2$	-1	$\sim 0{,}001$	—
	-1	0	-1	0,025	—
	$-1/2$	$+1/2$	-1	0,171	—
	0	$+1$	-1	0,500	—
	$+1/2$	$+1$	$-1/2$	0,738	$+0{,}091$
	$+1$	$+1$	0	0,475	$+0{,}500$
	$+3/2$	$+1$	$+1/2$	0,090	$+0{,}909$
	$+2$	$+1$	$+1$	0	$+1$

4e. Horizontale „Zerstreuungsweite" einer sehr schmalen Vertikallinie.

Die schon früher erwähnte Analogie, die in mancher Hinsicht zwischen dem Auflösungsvermögen optischer Abbildungsgeräte und demjenigen der Bildfeldzerleger besteht, hat WHEELER und LOUGHREN [7] zum Versuch der Definition einer „Zerstreuungsweite" geführt, die (unter Nichtbeachtung der Frequenzbandbegrenzung im Übertragungswege) lediglich aus dem Zusammenwirken einer kreisförmigen Abtastöffnung und einem ihr gleichen Schreibfleck resultiert, wenn die Dimensionen des Übertragungsobjektes vernachlässigbar klein im Verhältnis

zur Fleckbreite sind. Aus den in Kap. IV. 11c zu erörternden Gründen wird eine $\cos^2$-förmige Flußverteilung in beiden Öffnungen postuliert und eine 100proz. Überlappung der Zeilen (vgl. Abb. 52e) angenommen. Der Zeilenabstand ist q/k.

Auf die wichtige *vertikale* Zerstreuungsweite kommen wir in Kap. IV. 11c zurück. Hier soll uns nur die horizontale beschäftigen, da ihr Begriff die Ausführungen in Kap. III. 4d durch Anwendung auf ein anderes, ebenso charakteristisches wie problematisches Übertragungsobjekt des Fernsehens lehrreich ergänzt.

Wir nehmen mit WHEELER und LOUGHREN an Stelle der Hell-Dunkelkante (Sprungfunktion) eine theoretisch unendlich dünne, senkrecht stehende, helle Linie auf absolut schwarzem Grunde an, die in horizontaler Richtung von der S. 116 definierten kreisrunden Abtastöffnung überstrichen wird. Das von ihr photoelektrisch erzeugte Signal wirkt ohne Begrenzung auf die bildschreibende Öffnung gleicher Form, Größe und Flußverteilung. Abb. 52 möge bei den folgenden Überlegungen helfen. Es bedeuten darin: L die beschriebene helle Linie, M die Mitte der Öffnungen, die wiederum als gleichphasig bewegt vorausgesetzt sind, x die Zeilenkoordinate, u die Entfernung zwischen der Scheitellinie der glockenförmigen Verteilung und L. Die Pfeile P geben die Abtastrichtung an. Setzt man hier ebenfalls den Radius der Öffnung $R = 1$, so ist sofort klar, daß sich im Empfangsbilde die Breite der Aufhellung auf die Strecke $4R = 4$ ausdehnt, da das Signal des Gebers in der Lage 1 beginnt und in der Lage 2 endet (Abb. 52a und b). Ferner wird mit $R = 1$ infolge der 100proz. Zeilenüberlappung auch $q/k = 1$. Diese Bedingung, durch das Überlagern der Kreisöffnungen in Abb. 52e veranschaulicht, führt zum Ersatz der radialen Flußverteilung durch eine *zylindrische* S, mit dem Maximum in der Achse AB. An Stelle der nach beiden Koordinaten begrenzten Zerlegerquerschnitte werden hier also gewissermaßen Vertikalspalte von beliebiger Höhe und der Weite $2R = 2$ benutzt, die WHEELER-LOUGHREN als „line spot" bezeichnen. Das ist zulässig, solange die Linie L sich über eine genügende Zahl von Zeilenbreiten ausdehnt. Die Flußverteilung in Zeilenrichtung gibt v_B an; sie folgt n. V. dem $\cos^2$-Gesetz. Um die Anschaulichkeit der

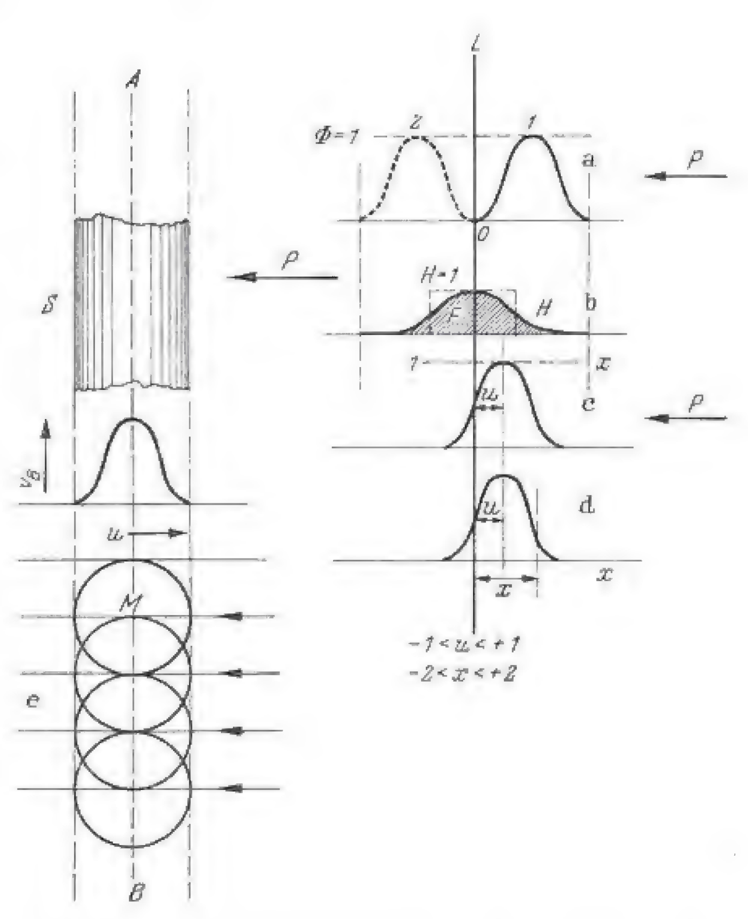


Abb. 52a-e. Hilfsfigur für die Berechnung der horizontalen Zerstreuungsweite einer extrem dünnen senkrechten hellen Linie L. Abtastung in Pfeilrichtung P, Lagen *1* und *2* bezeichnen den Übergang der Kreisblenden mit $\cos^2$-Verteilung (52, a). Die Verbreiterungszone ist der vierfache Radius des Kreises (52, b). x Zeilenkoordinate, u Abstand der Mittellinie der Glockenverteilung von L (52, c, d). Die bei Zeilenüberlappung von 100% resultierende horizontale Verteilung der Elektronen- bzw. Leuchtdichte v_B ergibt sich durch vertikale Verschmelzung der Blendenübergänge zu einem bildabtastenden bzw. bildschreibenden „Linearspalt" S, dessen größte Durchlässigkeit bzw. Helligkeit in der Achse AB liegt (52, e). Nach H. A. WHEELER und A. V. LOUGHREN (III. [4]).

Ableitung des Aufhellungsverlaufs im Empfänger zu vergrößern, nehmen die Verf. an, daß die Abtastöffnung ruhe und die Linie L sich über sie hinwegbewege, wobei sie Gebiete zu- und wiederabnehmender Transparenz durchläuft. Die Wirkung ist die gleiche, wie wenn die Abtastöffnung eine stillstehende Linie überfährt. Im Empfänger wird von dieser Abstraktion kein Gebrauch gemacht; hier wandert der S. 117 definierte Vertikalspalt nach Abb. 52e über das Bildfeld in Phase mit der geberseitigen Verschiebung der Linie L. Er erfährt dabei die von der jeweiligen Lage von L innerhalb der Abtastöffnung abhängige Aufhellung. Nach den Überlegungen in Kap. III. 4d ist nun folgendes klar:

Steht nach Abb. 52c der Abtastquerschnitt an einem Orte, wo seine Mittellinie von L die Entfernung u hat, so ist in diesem Augenblick die Stärke des von ihm hervorgerufenen Bildstromes:

$$i = \cos^2\left(\frac{\pi u}{2}\right) \quad \text{mit} \quad \begin{cases} -1 < u < 1 \\ R = 1 \end{cases}, \tag{III.65}$$

wenn die Maximalamplitude 1 beträgt. Der Schreibfleck (Abb. 52d) bewirkt infolge der angegebenen $\cos^2$-Verteilung der Leuchtdichte innerhalb seines Querschnitts im Abstande x von L den Aufhellungsbeitrag:

$$e = i \cdot \cos^2\left(\frac{\pi (x-u)}{2}\right) = \cos^2\left(\frac{\pi u}{2}\right) \cdot \cos^2\left(\frac{\pi (x-u)}{2}\right). \tag{III.66}$$

Der Wert von x kann zwischen $+2$ und -2 liegen. Aus den mit u veränderlichen Einzelbeiträgen summiert sich an jedem Orte x die resultierende Gesamtaufhellung H. Will man die mittlere Zerstreuungsweite in x-Richtung bestimmen, so ist jene nach Abb. 52b definiert durch die Fläche, die im Empfänger von H während des Überganges des Abtastspaltes über die unendlich schmale Linie L beschrieben wird, dividiert durch den Scheitelwert H_0 von H. Nun entstehen im Abstand x von L die integralen Aufhellungen:

$$H_1 = \int_{-1}^{x+1} e \cdot du \quad \text{für} \quad -2 < x < 0, \tag{III.67}$$

weil u nur zwischen -1 und $+1$ veränderlich ist, und

$$H_2 = \int_{x-1}^{+1} e \cdot du \quad \text{für} \quad 0 < x < 2. \tag{III.68}$$

Die Helligkeitsverteilung beiderseits von L ist symmetrisch zu L als Zentrum, $H_1 = H_2$. Setzt man den Ausdruck für e nach Gl. (III.66) ein, so ergibt die Integration:

$$\begin{aligned} \int e \cdot du = {} & \frac{u}{4} \cos^2\left(\frac{\pi x}{2}\right) + \frac{2u - x}{16} + \frac{1}{16\pi} \sin \pi (2u - x) + \\ & + \frac{1}{2\pi} \cos \frac{\pi x}{2} \sin \frac{\pi (2u - x)}{2}. \end{aligned} \tag{III.69}$$

Mit den gegebenen Grenzwerten von u für den vollständigen Übergang bei der Abtastung von L folgt:

$$\begin{aligned} &\text{für } x < 0: \quad H_1 = \frac{2+x}{8} (2 + \cos \pi x) - \frac{3}{8\pi} \sin \pi x; \\ &\text{für } x > 0: \quad H_2 = \frac{2-x}{8} (2 + \cos \pi x) + \frac{3}{8\pi} \sin \pi x. \end{aligned} \tag{III.70}$$

Am Orte der Linie L ist $x = 0$. Dies ergibt für das dortige H_0 mit jeder der beiden vorstehenden Gleichungen:

$$H_0 = 3/4.$$

Durch diesen Wert ist die von H nach Abb. 52b beschriebene Fläche F zu dividieren, um die horizontale Zerstreuungsweite zu erhalten. Mit Rücksicht auf die Symmetrie der Aufhellungskurve ist:

$$\begin{aligned} F &= 2 \cdot \int_0^{+2} H_2\, dx = \frac{2}{8} \cdot \int_0^{+2} \left[(2 - x) \cdot (2 + \cos \pi x) + \frac{3}{\pi} \sin \pi x \right] dx \\ &= \frac{2}{8} \cdot \left[4x - x^2 + \frac{2}{\pi} \sin \pi x - \frac{x}{\pi} \sin \pi x - \frac{1}{\pi^2} \cos \pi x - \frac{3}{\pi^2} \cos \pi x \right] \Bigg|_0^{+2} \\ &= \frac{2}{8} \cdot [8 - 4] = 1. \end{aligned} \tag{III.71}$$

Das liefert für die gesuchte Zerstreuungsweite $w_h = 1/(3/4) = 4/3$. Die Fläche F, deren Inhalt 1 beträgt, ist in Abb. 52b durch das punktierte Rechteck dargestellt; seine Breite ist daher w_h. Diese Größe bedeutet, da die Weite der Zerlegeröffnungen $2R = 2$ ist, die effektive Grenze für die Schärfe der Wiedergabe extrem dünner Vertikallinien, ausgedrückt durch das Verhältnis zum Durchmesser des bildabtastenden bzw. bildschreibenden kreisförmigen Querschnitts. Wir werden später sehen, daß die vertikale Zerstreuungsweite von w_h nicht wesentlich verschieden ist, wenn die vorausgesetzte Zeilenüberlappung innegehalten wird.

5a. Amplituden-, Fluß- und Kontrastfaktoren verschiedener Blendenformen.

In Kap. III. 3c sind wir bei der Erörterung des Übertragungsmaßes $d\Phi/ds$ von einer quadratischen oder rechteckigen Blende ausgegangen. Die Wichtigkeit dieses Begriffs macht es erforderlich, seine Anwendung auf andere Blendenformen auszudehnen. Für diese ist die Berechnung des Übertragungsmaßes aus dem Amplitudenspektrum der Fourier-Zerlegung zum Teil schwierig, zum Teil nur mit graphischen Methoden durchführbar. Die dafür benutzten Verfahren sollen hier nicht wiederholt werden. Es genügt, die Ergebnisse zu bringen. Eine Übersicht über den Verlauf des Übertragungsmaßes in Abhängigkeit von der Blendenform und der Transparenzverteilung in der Blende geben Abb. 53 und 54, die der Veröffentlichung von O. H. Schade [*8*] entnommen sind.

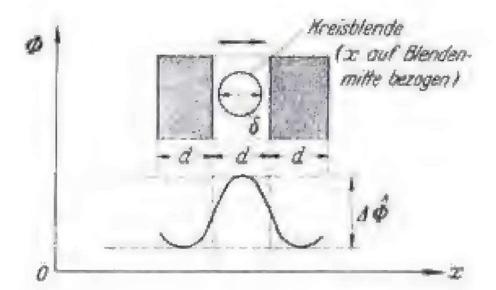


Abb. 53. Beim Abtasten der mäanderförmigen Hell-Dunkel-Wechsel eines vertikalen Strichrasters, dessen Strichbreite d größer ist als der Durchmesser δ der Kreisblende, erreicht die Spitzenamplitude $\Delta\Phi_x$ in der dargestellten Lage der Blende den vollen, der maximalen Helligkeit entsprechenden Wert.

Während wir in Kap. III. 3c bei der Ableitung des Begriffs „Übertragungsmaß" von einer sinusförmigen Helligkeitsverteilung ausgingen, für die auch bei senkrecht und geradlinig begrenzter Abtastöffnung nur *stetige* Änderungen des Quotienten $d\Phi/ds$ möglich sind, benutzt Schade ein Raster von scharfkantigen Hell-Dunkelsprüngen. Zumeist arbeitet er mit einer kreisrunden Blende von homogener Durchlässigkeit; diese Blende geht in senkrechter Richtung über eine Folge von vertikalen, abwechselnd helleren und dunkleren Linien gleicher Dicke d hinweg, mit anderen Worten über eine mäanderförmig veränderliche Verteilung der Lichtintensität (englisch „square wave flux"). Die Helligkeitsübergänge sind also im optischen Urbild als unendlich steil vorausgesetzt. Schade definiert nun

als „relative Linienzahl“ N/N_δ diejenige, bei welcher der Durchmesser δ der Kreisblende der Liniendicke d gleich ist. Dabei werden die hellen und die dunklen Linien gezählt (es handelt sich hier nicht um die Zahl k der (horizontalen) Bildzeilen, sondern um ein senkrecht stehendes Strichraster als Vorlage für die Ableitung maßgebender Übertragungsgrößen). Man kann nun von sehr großen Werten der Strichdicke d im Verhältnis zu δ ausgehen. Diesem $d \gg \delta$ entspricht bezüglich des Verhaltens bei der Abtastung ein $N \cong 0$ und daher auch $N/N_\delta \cong 0$. Nimmt d ab, so erreicht N/N_δ bei $d = \delta$ den Wert 1 und wächst weiter bei $d < \delta$, d. h. in dem für die Auswirkung des Übertragungsmaßes eigentlich interessierenden Gebiet. Man kennt also N/N_δ, wenn d/δ bestimmt ist. Solange nun $N/N_\delta \leq 1$ bleibt, die Dicke d einer hellen oder dunklen Linie also gleich oder größer ist als δ, tritt beim Abtasten der mäanderförmigen Verteilung die volle Aussteuerung des Photostromes Φ ein, die dem Unterschied der optischen Helligkeiten entspricht; $\Delta\Phi$ erreicht daher in diesem Gebiet seinen Höchstwert (Abb. 53). SCHADE bezeichnet diesen als $\Delta\hat{\Phi}$, um anzudeuten, daß die Differenz von Spitzenamplituden gemeint ist.

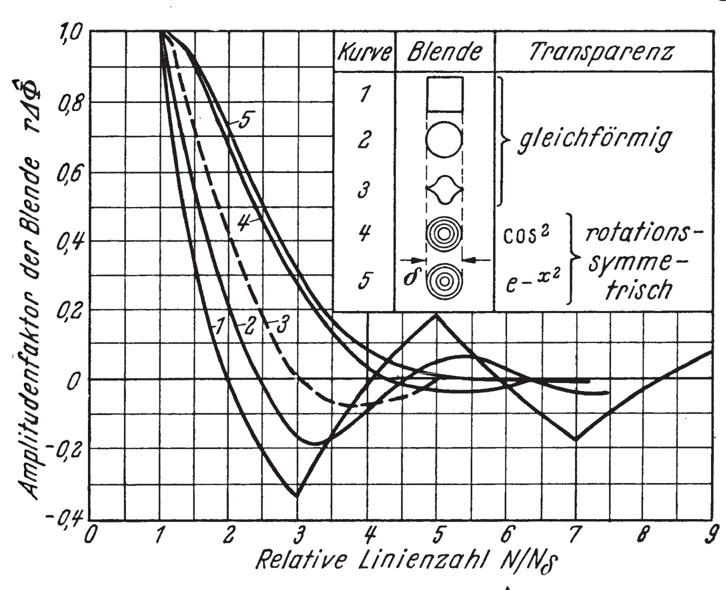


Abb. 54. Gang des Amplitudenfaktors $r\,\Delta\hat{\Phi}$ der Abtastblende für verschiedene Blendenformen und Transparenzverteilungen als Funktion der relativen Linienzahl N/N_δ, nach O. H. SCHADE, II. [3] II. Teil und III. [8].

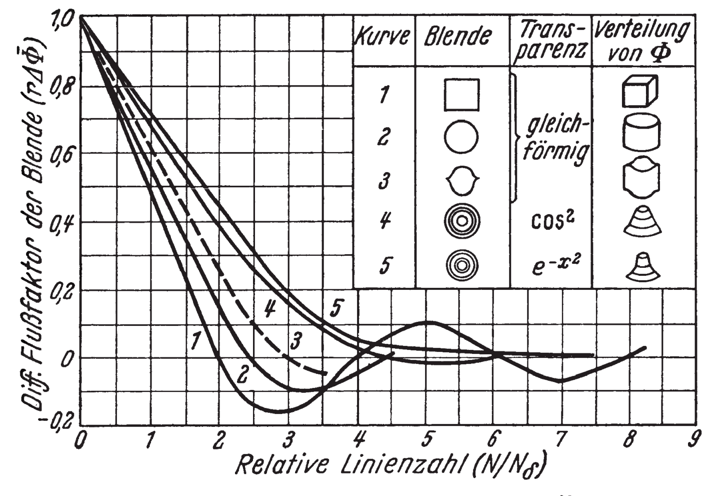


Abb. 55. Gang des differentiellen Flußfaktors $r\,\Delta\bar{\Phi}$ der Abtastblende für verschiedene Blendenformen und Transparenzverteilungen als Funktion der relativen Linienzahl N/N_δ nach O. H. SCHADE, II. [3] II. Teil und III. [8].

Bedeuten im gleichen Sinne $\hat{\Phi}_N$ den Hub der Amplitude von Φ zwischen dunkel und hell bei der gegebenen Linienzahl N (Vertikalstriche wie in Abb. 53) und $\hat{\Phi}_0$ den Hub bei $N \cong 0$, der vollen Aussteuerung, so definiert

$$r\,\Delta\hat{\Phi} = \hat{\Phi}_N/\hat{\Phi}_0 \qquad \text{(III.72)}$$

eine Größe, die dem Übertragungsmaß $d\Phi/ds$ entspricht, d. h. an den gleichen Punkten durch Null geht und ihr Vorzeichen umkehrt. Sie sei der „Amplitudenfaktor“ der Blende genannt. In Abb. 54 ist $r\,\Delta\hat{\Phi}$ als Funktion der relativen Linienzahl für quadratische und kreisförmige Blende, Doppelsinusblende und Kreisblenden mit rotationssymmetrischer $\cos^2$- bzw. e^{-x^2}-Verteilung der Transparenz dargestellt. Wie man sieht, zeichnet sich die quadratische Blende infolge ihrer parallelen vertikalen Ränder durch scharfe Wendepunkte des Amplitudenfaktors aus. Bei den Blenden mit gekrümmter Begrenzung kann dies nicht der Fall sein. Die Blende mit GAUSSscher Glockenkurve liefert keine negativen

Bereiche; ihr Amplitudenfaktor konvergiert positiv gegen Null in der Unendlichkeit (s. auch Abb. 55).

Der Amplitudenfaktor der Blende hängt nur von N/N_δ, nicht aber vom Kontrast im Hell-Dunkelraster ab. Er bleibt, wie aus Abb. 54 ersichtlich, gleich 1 zwischen $N = 0$ und $N = N_\delta$ und nimmt dann in dem Maße ab, wie N den Betrag N_δ übersteigt. Die Signalform ist unter Voraussetzung einer quadratischen oder rechteckigen Blende bei $N = 0$ ein langgezogenes Rechteck, geht mit $N > 0$ in eine Art Trapez und bei $N = N_\delta$ in ein Dreieck über (vgl. Abb. 36). Bei sinusförmiger Blende entsteht für $N = N_\delta$ eine Sinuskurve an Stelle des Dreiecks. Im Gebiet $N > N_\delta$ fällt der Amplitudenfaktor rasch auf Null, die zugehörige Linienzahl bezeichnet SCHADE mit N_c. Die Nulldurchgänge finden für die verschiedenen Blendenformen und -arten durchaus nicht am gleichen Punkte statt. Kurven *4* und *5* fallen fast zusammen, ein Beweis für die Zulässigkeit des Ersatzes der Fehlerfunktion durch die $\cos^2$-Verteilung in Kap. III. 4d. Der Vergleich zwischen Abb. 40 und Abb. 54 läßt bezüglich der rechtwinklig begrenzten Blende ohne weiteres die gleiche Ursache für die Nulldurchgänge der Amplitude im Frequenzspektrum bzw. des Amplitudenfaktors erkennen.

Die Ähnlichkeit zwischen dem Verhalten der Abtastblende und dem Einschwingverlauf eines elektrischen Netzwerks mit scharfer oberer Frequenzgrenze ist auffallend.

Bevor wir auf die Bedeutung der negativen Werte des Amplitudenfaktors $r\,\Delta\hat{\Phi}$ eingehen, betrachten wir noch zwei weitere von SCHADE [*8*] eingeführte Übertragungsgrößen: Differentieller *Fluß*faktor und *Kontrast*faktor der Blende:

Während der Amplitudenfaktor das Verhältnis der Abtastamplituden (Scheitelwerte des Abtaststromes) als Funktion von N/N_δ ausdrückt und damit die Feinstruktur des übertragenen Fernsehsignals bestimmt, gibt der differentielle Flußfaktor den Aussteuerungsgrad des integralen Lichtstromes, d. h. des mittleren Lichtflusses zwischen hell und dunkel an. Abb. 56 erläutert den Begriff. In ihrem obersten Teile ist als Beispiel die Abtastung der mäanderförmigen Helligkeitsverteilung mit $\delta = 3d$, also $N/N_\delta = 3$ angenommen, deren Ergebnis das mittlere Diagramm a durch die Wellenkurve 3 von Φ_x wiedergibt. In der Stellung *I*, im Diagramm a gleichfalls mit *I* bezeichnet, hat Φ_x seinen Dunkelwert Φ_1. Von der Blendenlage *II* ab schwankt Φ_x zwischen den Amplituden, die ihre Maxima bei der Stellung *III*, wiederkehrend bei *IV*, und ihre Minima bei den Stellungen kleinster Flußamplitude, entsprechend *II*, durchlaufen. Dieser Gang spiegelt sich in der Φ_x-Kurve 3 des Diagrammes a wieder. Für die übrigen Kurven gilt, daß bis hinauf zu $N/N_\delta = 1$ das zugehörige $\hat{\Phi}_N = \hat{\Phi}_0$ bleibt, weil die Aufhellung bis zum Scheitelwert $\hat{\Phi}_0$ bzw. die Verdunklung bis zum Mindestwert Φ_1 noch voll erreicht wird ($\delta \leq d$). Bei $N/N_\delta = 2$ ist jedoch das Maximum von Φ_x bereits sehr verkleinert. In dem fraglichen Gebiet nahe der Auflösungsgrenze des Auges kommt nun aber nicht mehr die Höchstamplitude des Wellenstromes zur Wirkung (wie bereits an Hand von Abb. 28 erläutert), sondern der *integrale Lichtstromunterschied* zwischen den positiven und den negativen Halbwellen von Φ_x; denn von diesem Unterschied hängt der physiologische Kontrast ab, der die visuelle Wiedergabeschärfe des feinen Linienrasters bedingt.

Dies hat SCHADE zur Definition des „differential flux response factor“ (equivalent square wave) geführt. Wir wollen dafür die Bezeichnung „Differentieller Flußfaktor der Blende“ wählen. Abb. 56 erläutert die Mittelwertbildung des Flusses über die positiven und negativen Halbwellen von Φ_x. Bei irgendeinem Wert von N ist $\Delta\bar{\Phi}_N$ der Unterschied zwischen dem Mittelwert $\bar{\Phi}_2$ der Aufhellungshalbwelle und dem Mittelwert $\bar{\Phi}_1$ der Verdunklungshalbwelle. Der Höchstbetrag

$\Delta\bar{\Phi}_0$, der mit $\hat{\Phi}_0$ übereinstimmt, wird bei so großem Verhältnis d/δ erreicht, daß die Φ_x-Kurve einen mit ihrer Scheitelamplitude praktisch zusammenfallenden Mittelwert liefert (ein sehr langgezogenes Rechteck hat nicht merklich größeren Flächeninhalt als ein im Verhältnis zur Flankenbreite sehr langes Trapez gleicher Höhe). Aber bei $N/N_\delta = 0{,}75$ ist $\Delta\bar{\Phi}_N$ schon merklich gegenüber $\Delta\bar{\Phi}_0$ verkleinert, während $\hat{\Phi}_N$ noch den vollen Wert $\hat{\Phi}_0$ aufweist.

Der differentielle Flußfaktor einer Blende ist:

$$r\,\Delta\bar{\Phi} = \Delta\bar{\Phi}_N/\Delta\bar{\Phi}_0. \tag{III.73}$$

Er ist, wie der Amplitudenfaktor, vom Kontrast unabhängig und ausschließlich Funktion von N/N_δ. Bei $N = 0$ hat er, wie vorstehend gesagt, den Wert 1. Er fällt bis auf $\sim 70\%$ bei $N = N_\delta$, mit Ausnahme der quadratischen oder rechteckigen Blende, für die er bei $N = N_\delta$ den Wert 0,5 annimmt, und wird bei $N = N_c$ Null. Es ist klar, daß beim Verschwinden der Signalamplitude, also $r\,\Delta\hat{\Phi} = 0$, auch keine Änderung mehr für den Lichtstrom-Mittelwert möglich ist, d. h. Amplitudenfaktor und differentieller Flußfaktor haben ihre Nullstellen im gleichen Abstand, gemessen vom Wert 1 aus (man beachte beim Vergleich von Abb. 55 und Abb. 54, daß $r\,\Delta\hat{\Phi} = 1$ erst bei $N/N_\delta = 1$ beginnt, dagegen $r\,\Delta\bar{\Phi} = 1$ bei $N/N_\delta = 0$ liegt).

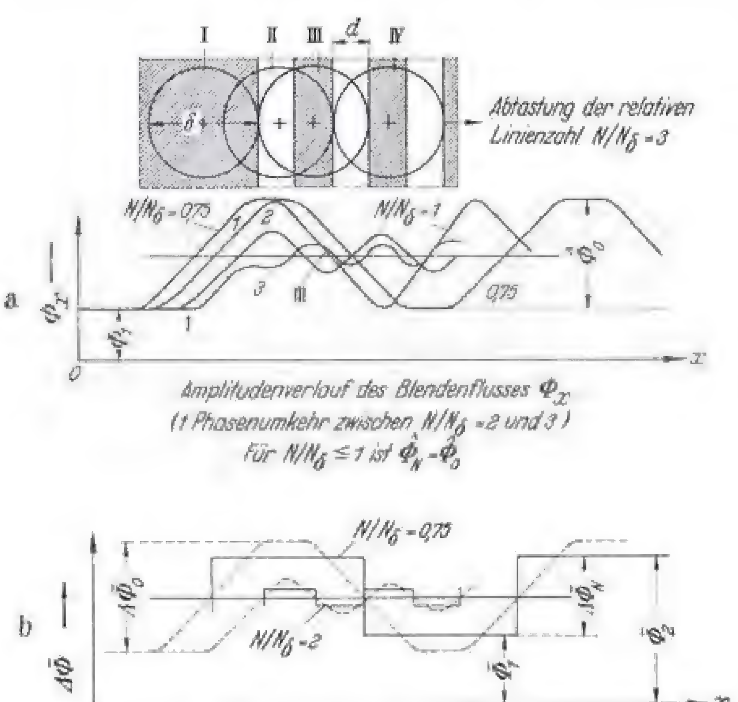


Abb. 56a u. b. Zur Erläuterung der Beziehungen zwischen relativer Linienzahl N/N_δ und Blendenfluß Φ_x in Abtastrichtung x, sowie zwischen N/N_δ und den Differenzen der Mittelwerte, $\Delta\bar{\Phi}$. Nach O. H. SCHADE, II. [3] II. Teil und III. [8].

Man ersieht aus Abb. 55, daß $r\,\Delta\bar{\Phi}$ bei quadratischer Blende linear bis Null bei $N = N_c$ abfällt. Bei runder Blende, besonders mit $\cos^2$- oder e^{-x^2}-Verteilung, verläuft, wie wir S. 120 sahen, die Übergangskurve von Φ_x in dem Intervall N_δ bis N_c sinusähnlich; für dieses Gebiet kann man nach SCHADE angenähert setzen:

$$r\,\Delta\bar{\Phi} \simeq 2r\,\Delta\hat{\Phi}/\pi. \tag{III.74}$$

Amplitudenfaktor und differentieller Flußfaktor sind lediglich durch die Maßbeziehungen von Blendenöffnung und Linienraster sowie durch die Blendenform und die Verteilung der Blendendurchlässigkeit bestimmte Größen. Sie geben das Aussteuerungsverhältnis für Spitzen- bzw. Mittelwerte als Funktion der relativen Linienzahl an. Vom *Kontrast* der hellen und dunklen Striche in der Rastervorlage selber sind sie unabhängig. Man kann nun aber auch nach SCHADE die Aussteuerung auf diesen im Original vorhandenen Kontrast, also auf eine energetische Größe, beziehen und erhält dadurch einen Maßstab für die Schwächung von ***absoluten*** Signalwerten in Abhängigkeit von den Eigenschaften der Blende und von N/N_δ.

In der Optik ist es gebräuchlich, einen Kontrast durch das Verhältnis der verglichenen Leuchtdichten auszudrücken. Auf das vorliegende Problem angewendet, lautet die Beziehung:

$$C = \bar{\Phi}_{\text{weiß}}/\bar{\Phi}_{\text{schwarz}} = \bar{B}_2/\bar{B}_1, \tag{III.75}$$

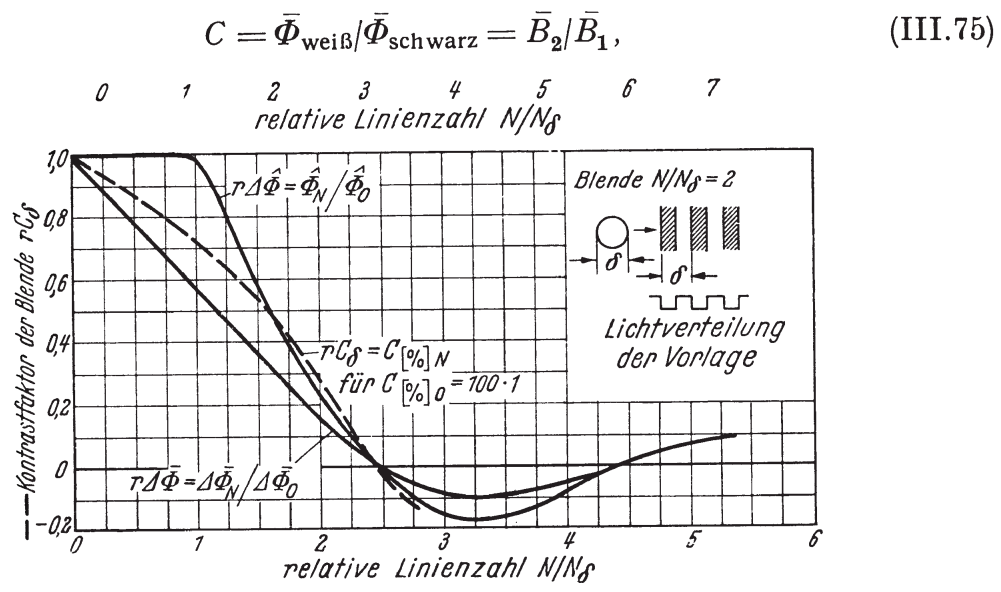


Abb. 57. Gang des Kontrastfaktors (Kurve ----) einer Kreisblende vom Durchmesser π im Vergleich zu ihrem $r\,\Delta\hat{\Phi}$ und $r\,\Delta\bar{\Phi}$ gemäß Abb. 54 und 55, als Funktion der relativen Linienzahl N/N_δ nach O. H. SCHADE, II. [3] II. Teil und III. [8].

wenn $\bar{B}$ den Mittelwert der Leuchtdichte mißt. Nun ist für die Empfindung des Unterschiedes, wenn wir uns auf einen bestimmten Anfangswert $\bar{\Phi}_1$ beziehen:

$$\bar{B}_2/\bar{B}_1 = \frac{\bar{\Phi}_1 + \Delta\bar{\Phi}}{\bar{\Phi}_1} = C. \tag{III.75a}$$

Der Kontrast wird zweckmäßig in Prozenten gemessen:

$$C_{[\%]} = 100 \cdot (C - 1).$$

Abb. 58a u. b. a Verlauf des Flusses Φ_x beim Abtasten vertikaler Strichraster mit Rechteckblende; *1* Fall $N/N_\delta < 1$, *2* Fall $N/N_\delta > 1$, *3* Fall $N/N_\delta \simeq 2$ (Modulation geht gegen Null). b Veranschaulichung des Phasensprunges oberhalb $N/N_\delta = 2$. Die Mittellinie gehört zu $N/N_\delta = 2$; oberhalb dieses Betrages springt die Schwarz-Weiß-Phase.

Man kann dann die $C_{[\%]}$-Werte für $N = 0$ und $N = N$ miteinander vergleichen und erhält den Kontrastfaktor der Blende („energy response factor"):

$$r\,C_\delta = C_{[\%]N}/C_{[\%]0}. \tag{III.76}$$

Nach SCHADE liefert ein Objekt mit $C_{[\%]0} = 100$, d. h. mit $\bar{B}_2 = 2\bar{B}_1$, den Kontrastfaktor:

$$r\,C_\delta = C_{[\%]N} = \left[\left(1 - (1 - r\,\Delta\bar{\Phi})\right)/(1 + r\,\Delta\bar{\Phi})\right] \cdot 100. \tag{III.77}$$

In Abb. 57 sind Amplitudenfaktor, differentieller Flußfaktor und Kontrastfaktor unter Annahme von $C_{[\%]\,0} = 1 \cdot 100$ zusammengestellt. Die Blende ist kreisförmig, mit homogener Transparenzverteilung. Wie $r\,\Delta\bar{\Phi}$ hat auch $r\,C_\delta$ den Wert 1 bei $N/N_\delta = 0$. Jedoch fällt $r\,C_\delta$ anfangs langsamer gegen Null, das aber natürlich am gleichen Punkte erreicht wird. In dem Kurvenverlauf von $r\,C_\delta$ prägt sich das WEBER-FECHNERsche Gesetz aus: Bei großen Werten des differentiellen Flusses folgt der Kontrast dem linearen Absinken von $r\,\Delta\bar{\Phi}$ verzögert, um bei kleinen Werten desselben um so steiler abzusinken.



Abb. 59. Erscheinung des durch Abb. 58 veranschaulichten Phasensprunges beim Übertragen eines Keilrasters. Jenseits der 1. (sowie aller folgenden) Nullstelle setzt sich eine dunkle Linie hell, eine helle dunkel fort. Nach O. H. SCHADE, II. [3] II. Teil und III. [8].

Es bleibt noch die in den Abb. 54 bis 57 dargestellte Phasenumkehr des Abtastsignals zu erläutern. Wie auch aus Abb. 58a ersichtlich, nimmt die Amplitude von Φ_x bei der Annäherung des Verhältnisses N/N_δ an den kritischen Wert bei N_δ rasch ab; vgl. die Wellen 1, 2, 3, von denen 3 dem Falle entspricht, daß der Blendendurchmesser δ nur noch wenig kleiner ist, als die Ausdehnung einer Periode der durch das Strichraster gegebenen Lichtstromschwankung. Die Wellen 1 und 2 entstehen bei viel gröberen Rasterteilungen. Beim Erreichen von $N/N_\delta = 2$ im Falle der quadratischen und von $N/N_\delta \simeq 2{,}5$ im Falle der kreisförmigen Blende werden das Abtastsignal und $r\,\Delta\hat{\Phi}$ gleich Null. Dies ist in Abb. 58b durch die mittlere Linie veranschaulicht. Wird nun das Strichraster noch feiner, so entstehen von neuem Wellenzüge mit zunehmender Amplitude und abnehmender Wellenlänge nach Maßgabe der Abb. 56 und 40, jedoch *mit entgegengesetzter Phase.* Vergleicht man in Abb. 58b das oberste mit dem untersten Diagramm, so zeigt sich deutlich das Ausfallen einer hellen Linie in der dem untersten Diagramm zugehörenden Hell-Dunkelfolge. Freilich hat der differentielle Flußfaktor in diesem Bereich minimale Werte, so daß die Modulation für das Auge fast verschwindet. Aber man erkennt trotzdem in Abb. 59, die die optische Erscheinung des abgetasteten Keilbündels auf dem Leuchtschirm wiedergibt, wie jenseits der ersten Nullstelle eine helle Linie sich als dunkle fortsetzt und umgekehrt. Dieser Phasenwechsel würde sich an den weiteren Nullstellen wiederholen, wenngleich auch der immer kleiner werdenden Amplituden wegen mit stets geringerer Deutlichkeit. In Höhe der Nullstelle selber ist die Modulation Null. Es handelt sich hier um ein der Abtastung mit konstanter Geschwindigkeit innewohnendes Störphänomen von absolut begrenzendem Charakter, soweit es sich um die Reproduktion feinen periodischen Details handelt.

SCHADE hat gezeigt, daß diese Erscheinung sich mit rein optischen Mitteln hervorbringen läßt, und zwar quantitativ. Wenn man die in Abb. 59 dargestellte Keillinienfigur durch mehrere Öffnungen von definierter Form, Weite und Lichtverteilung projiziert und das Objektiv aus seiner Scharfstellung etwas verschiebt, so überlagern sich die im Durchmesser wachsenden Beugungsscheibchen der Öffnungen und es tritt Phaseninterferenz auf, die bei geeigneter Regelung den Effekt des Phasensprunges und das Entstehen von Nullstellen deutlich zu erkennen gestattet.

5b. Graphische Ermittlung der Durchlässigkeitsverteilung von Blenden.

Für Abtastöffnungen oder -querschnitte mit ungleicher Verteilung der Durchlässigkeit bzw. der Durchflutung lassen sich die in Kap. III. 5a erläuterten

Faktoren $r\,\Delta\hat{\Phi}$ und $r\,\Delta\bar{\Phi}$ nach O. H. SCHADE [8] graphisch bestimmen, indem man die wirkliche Blende durch mehrere homogen „ausgeleuchtete" Einzelblenden verschiedener Weite ersetzt und deren Beiträge superponiert. In einfacher Weise

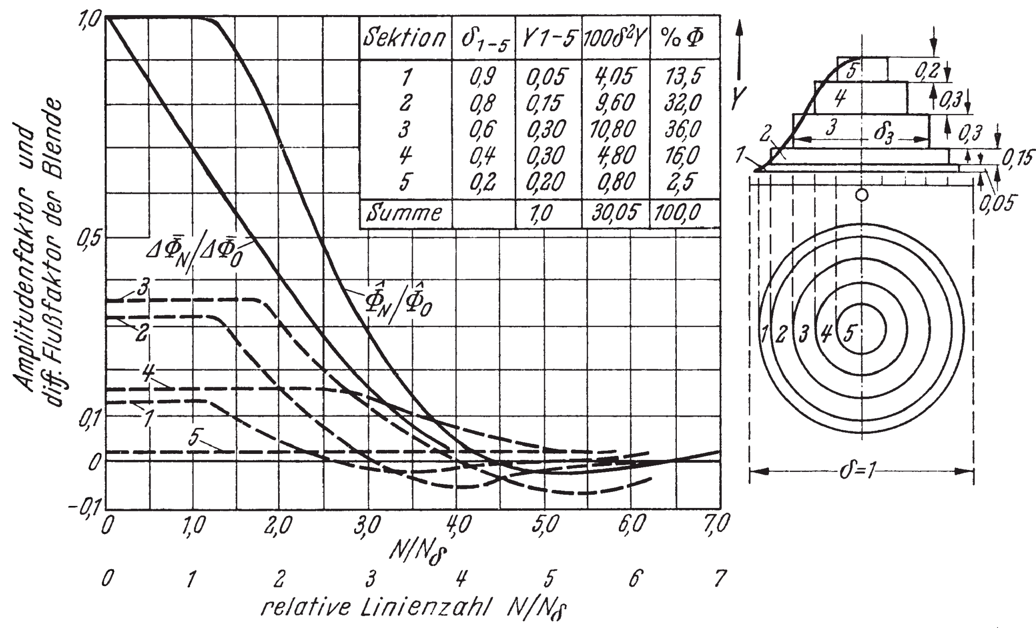


Abb. 60. Zusammensetzung der rotationssymmetrischen $\cos^2$-Flußverteilung einer Kreisblende aus abgestuften Blenden mit konstanter Flußdichte, aber variabler Flußstärke, und Superposition der Einzelverläufe von $r\,\Delta\hat{\Phi}$ und $r\,\Delta\bar{\Phi}$ zu den resultierenden Blendencharakteristiken. Nach O. H. SCHADE, II. [3] II. Teil und III. [8].

ist dieses Verfahren nur durchführbar, wenn die Teilblenden eine gemeinsame Achse haben können, also z. B. bei der in Kap. III. 4d behandelten rotationssymmetrischen $\cos^2$-Verteilung. Die stetig verlaufende Verteilungsfunktion wird durch eine Treppe von Vertikalsprüngen angenähert; innerhalb jeder der so entstandenen Sektionen ist dann die der Höhe der Treppenstufe proportionale Dichte des Durchflusses als konstant über den Querschnitt der Sektion verteilt anzusehen. Bei der Kreisblende nach Abb. 60 setzt sich die resultierende Glockenkurve additiv aus den konaxialen Sektionen 1...5 zusammen; diese sind durch im Schnitt gezeichnete, aufeinander gesetzte Zylinder versinnbildlicht, deren Einzelbeiträge zum Gesamtfluß durch das Produkt aus Höhe (Flußdichte) und Grundfläche definiert werden. Eine solche graphisch-konstruktive Annäherung an den gekrümmten Abfall zum Rande hin läßt sich auch für andere radialsymmetrische Verteilungen anwenden (Abb. 61). SCHADE hat damit die in Abb. 60 dargestellten Kurven für $r\,\Delta\hat{\Phi}$ und $r\,\Delta\bar{\Phi}$ berechnet. Dabei kann das

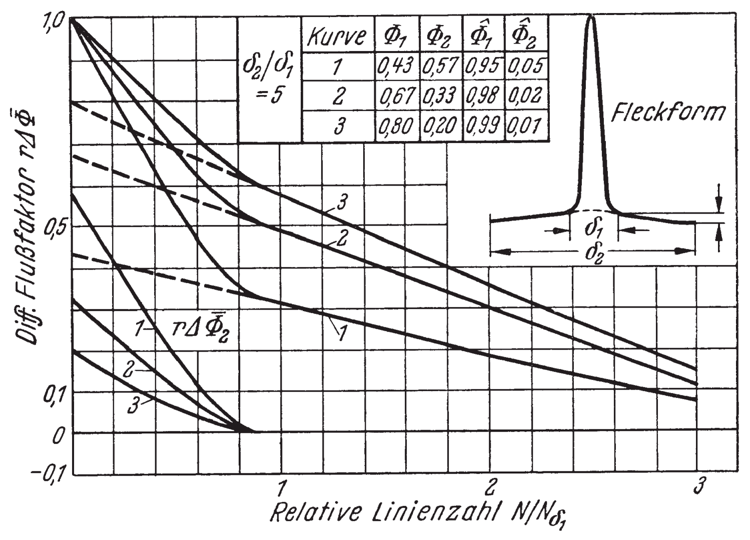


Abb. 61. Differentieller Flußfaktor $r\,\Delta\bar{\Phi}$ als Funktion der relativen Linienzahl N/N_δ, abgeleitet für einen kleinen, scharfen Lichtpunkt (Durchmesser δ_1) mit umgebendem Lichthof (Durchmesser δ_2) durch Zusammensetzung der Einzelcharakteristiken. Nach O. H. SCHADE, II. [3] II. Teil und III. [8].

Übertragungsmaß bei gegebenem N/N_δ für die Sektionen größerer Weite bereits negativ sein, während es für diejenigen mit kleinerem Radius positiv ist. Bei der arithmetischen Superposition der individuellen Beiträge ist also das Vorzeichen zu berücksichtigen. In Abb. 60 sind links unten die einzelnen Anteile der Sektionen am gesamten $r\,\Delta\hat{\Phi}$ mit gestrichelten Linien eingetragen. Man sieht, daß diese Kurven für die Sektionen $1 \cdots 3$ durch Null gegangen sind, bevor die 1. Nullstelle der Kreisblende mit $\cos^2$-Verteilung bei $N_c = 4{,}35\,N_\delta$ erreicht ist.

Eine für das Fernsehen gleichfalls interessante Erscheinungsform des Abtastquerschnitts, intensiver Lichtpunkt im Zentrum eines breiten, intensitätsschwachen Lichthofes oder Beugungsscheibchens, ist nach SCHADE in Abb. 61 wiedergegeben. Die Hüllkurve des Flusses ist hier durch Superposition von $\cos^2$-Verteilungen mit dem Verhältnis der Blendenradien $\delta_2/\delta_1 = 5$ und der Fluß-Scheitelamplituden $\hat{\Phi}_2/\hat{\Phi}_1 = 0{,}05$ (Kurve *1*) dargestellt. Die Kurven *2* und *3* entsprechen geringeren Werten von $\hat{\Phi}_2/\hat{\Phi}_1$, wodurch sich aber der knickartige Charakter des resultierenden Verlaufs im Prinzip nicht ändert. Man versteht diesen

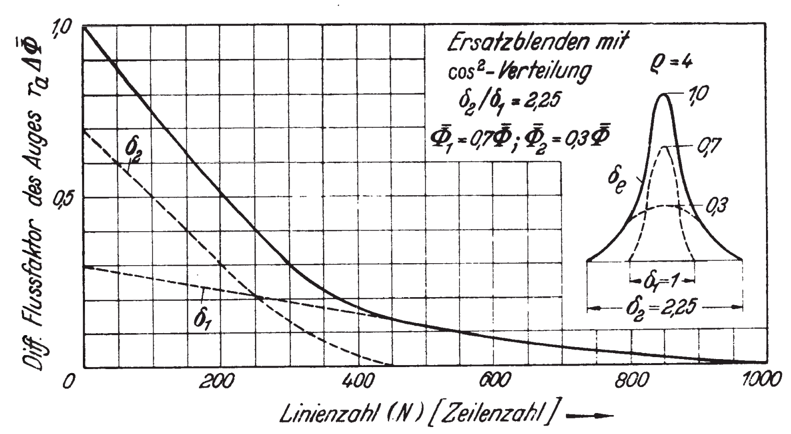


Abb. 62. Differentieller Flußfaktor des menschlichen Auges, angenähert durch Superposition der Wirkung zweier Ersatzblenden mit $\cos^2$-Verteilung von verschiedenem Durchmesser (δ_1, δ_2). Nach O. H. SCHADE, II. [*3*] II. Teil und III. [*8*].

Verlauf, wenn man beachtet, daß N/N_δ sich auf den Radius δ_1 bezieht. Bei den kleinen, erheblich unter $N/N_\delta = 1$ liegenden Werten der relativen Linienzahl wirkt sich der dem größeren Radius δ_2 zugeordnete Teilfluß, der für Kurve *1* der verhältnismäßig großen Werte des Lichthofes wegen 57% des Gesamtflusses beträgt, wesentlich bestimmend auf den Faktor $r\,\Delta\bar{\Phi}$ aus, der demnach in diesem Bereich rasch abfällt und die erste Nullstelle schon unterhalb $N/N_\delta = 1$ erreicht (genau genommen bei $N/N_\delta = 4{,}35/5 = 0{,}87$, weil hier eine Kreisblende vom Durchmesser $\delta_2 = 5\,\delta_1$ mit $\cos^2$-Verteilung, für sich allein betrachtet, die 1. Nullstelle haben müßte (vgl. Abb. 60)). Bei $N/N_\delta > 0{,}87$ tritt der Einfluß des Anteils Φ_2 ganz zurück, weil jetzt auf eine Strecke δ_2 in Abtastrichtung bereits 5 Hell-Dunkel-Striche oder mehr entfallen und daher in merklichem Grade nur noch der in dem zentralen Bündel (δ_1) konzentrierte Lichtstrom Φ_1 vom Raster moduliert wird.

Abb. 62 zeigt die Ähnlichkeit der in Abb. 61 wiedergegebenen Gesamtcharakteristiken mit dem für das menschliche Auge anzunehmenden Verlauf. H. O. SCHADE [*8*] stellt die Auflösungsschärfe auf der Netzhautfläche in Abb. 62 als Ergebnis der Superposition zweier zur Annäherung an das tatsächliche Phänomen dienender Ersatzblenden mit $\cos^2$-Verteilung dar, die so dimensioniert sind, wie man es auf Grund unserer Kenntnis von der Augenoptik und ihrem Aberrationsverhalten als eine zulässige Approximation ansehen darf. Da die Größe $r_a\,\Delta\bar{\Phi}$ als maßgebend für die Hell-Dunkel-Kontrastempfindung gelten kann,

erkennt man, wie stark von etwa 400 Zeilen ab die Fähigkeit des Auges, feine Strukturen auf Grund des restlichen Lichtflußunterschiedes aufzulösen, absinkt. Daß der typische Verlauf nach Abb. 61 u. 62 im übrigen auch dem Gang des Auflösungsvermögens eines hochzeiligen Kineskops entspricht, erklärt sich aus der optischen Analogie: Scharfer Lichtpunkt, umgeben vom intensitätsschwachen Lichthof, bzw. Abbildung durch Beugungsscheibchen mit hellem Zentrum.

5c. Hintereinanderschaltung von Blendeneinflüssen.

In Kap. III. 3b, Abb. 36, und Kap. III. 3c, Abb. 37, haben wir die Wirkung der Hintereinanderschaltung zweier (gleichartiger) Blenden (Abtastquerschnitte) bereits kennengelernt. Das Auflösungsvermögen weiterer in der Kette der Übertragungsmittel befindlicher Glieder — insbesondere der Kameraoptik am Anfang und des Auges am Ende der Kette — wurde nicht berücksichtigt und der elektrische Kanal als beliebig durchlässig angenommen. In Wirklichkeit addieren sich jedoch die Apertureinflüsse von Objektiven, die Unvollkommenheit des Sehapparates und die frequenzabhängige Dämpfung des übertragenden Mediums, dessen Verhalten ebenfalls weitgehend durch eine Blendenfunktion angenähert werden kann, der durch die Abb. 36 u. 37 dargestellten Erscheinung. Formal ist es also möglich, die Folge der optischen und elektrischen Umformungen, die vom Beginn bis zum Schluß der Kette unter von Glied zu Glied zunehmender Einbuße an Auflösung des Bilddetails vor sich gehen, als eine Reihenschaltung von Blendenwirkungen zu beschreiben.

Betrachten wir rückblickend das Ergebnis der Abtastung und Wiedergabe einer *Dunkelkante* durch zwei gleichartige (quadratische) Blenden gemäß Abb. 32 u. 33, so stellen wir folgendes fest: Die endliche Weite d bewirkt beim Abtasten eine zeitliche Verlängerung des optischen Signals um den Betrag d/v, und auf dem Empfangsschirm kommt aus dem gleichen Anlaß die Verbreiterung der Übergangszone auf die Strecke $2d$ zustande. Das ergibt allein schon, im Verein mit der begleitenden *Abrundung* der Signalform, die resultierende Unschärfe der Auflösung. Bedenken wir jetzt, daß in die Übertragung weitere Organe eingeschaltet sind, die teils geometrisch, wie das Objektiv der Fernsehkamera oder das empfangende Auge, teils energetisch, wie die Leitung, den Auflösungsgrad begrenzen, so muß sich das Hinzukommen dieser Einflüsse in additiver Form, als grundsätzliche Verbreiterung des Überganges über $2d$ hinaus, äußern. Die Abschattierung des Helligkeitssprunges der Dunkelkante erscheint tatsächlich noch weiter gestreckt, und zwar um eine Summe von Einzelbeträgen, die sich angeben lassen, wenn wir die äquivalenten, den Abb. 54 u. 55 entsprechenden Blendenfaktoren der erwähnten hinzukommenden Übertragungsorgane kennen.

Für die eingehende Betrachtung dieser Wirkung ist der Fall periodischer mäander- oder sinusförmiger *Strichraster* besser geeignet. Aus den Abb. 36 u. 37 ist ersichtlich, daß die Raster*periode* beim Hintereinanderschalten der beiden Blenden im Übertragungsprozeß nicht verlorengeht und daher auf dem Empfangsschirm wiedererscheint, jedoch mit einem bei wachsender Linienzahl je Längeneinheit bzw. bei wachsendem N/N_δ abnehmenden Modulationsgrad. Das Hinzutreten weiterer Blendenfunktionen ändert diesen Sachverhalt nur insofern, als der Amplitudenfaktor und der differentielle Flußfaktor in der resultierenden kombinierten Charakteristik *beschleunigt* abfallen. Die Wirkung ist die gleiche, als ob nach der SCHADEschen Definition die relative Linienzahl N/N_δ des Rasters vergrößert oder, besser gesagt, der Blendendurchmesser im Verhältnis zur unverändert gebliebenen Strichbreite gewachsen wäre. Denn dies ergäbe ja auch die tatsächlich beobachtete Abnahme der Aussteuerung in der Wiedergabe des

Rasters. Man kann in diesem Sinne den Vorgang auch folgendermaßen auffassen: Die Kaskadenwirkung jeder hinzukommenden Blende verbreitert die Abbildung der einzelnen Rasterlinie, ganz analog wie dies Abb. 33 für die Sprungfunktion der Helligkeit veranschaulicht; die Aneinanderreihung und Superposition der

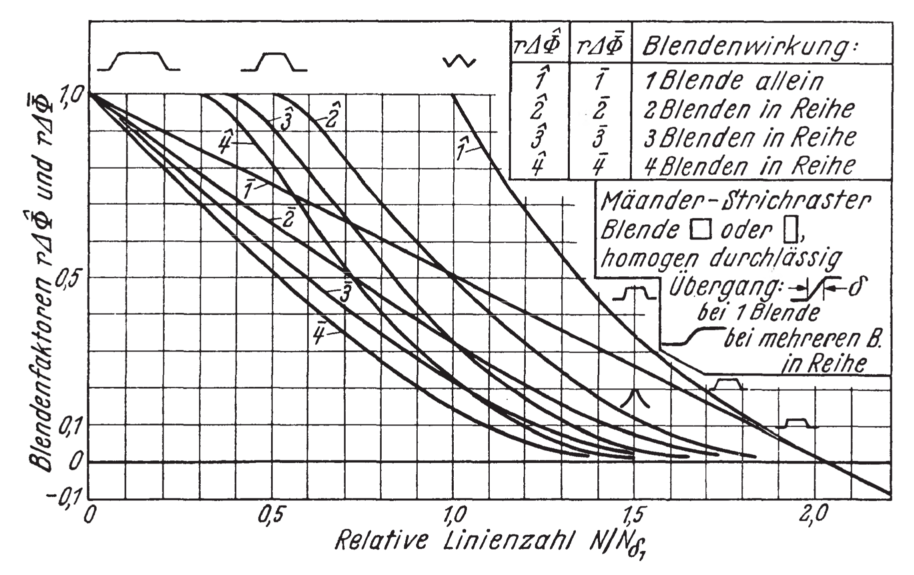


Abb. 63. Additive Wirkung der Reihenschaltung von bis zu 4 Blendencharakteristiken auf die Steilheit des Abfalls der Blendenfaktoren $r\,\Delta\hat{\Phi}$ und $r\,\Delta\bar{\Phi}$. Abtastvorlage: Mäandrische Hell-Dunkel-Folge („square wave flux"), Blende: quadratisch oder rechteckig mit konstanter Durchlässigkeit über den ganzen Querschnitt. Die Beschleunigung des Abfalls von $r\,\Delta\hat{\Phi}$ und $r\,\Delta\bar{\Phi}$ geht mit zunehmender Abrundung der Signalform einher. (Nach O. H. SCHADE, II. [3] II. Teil und III. [8].

verbreiterten Linienbilder reproduziert die ursprüngliche Rasterperiode, aber infolge der zunehmenden Überlappung mit immer geringer werdender Welligkeit des Hell-Dunkel-Wechsels. Zur Illustration des Ergebnisses dieser Kaskadenwirkung diene Abb. 63 für den Fall einer quadratischen oder rechteckigen Blende

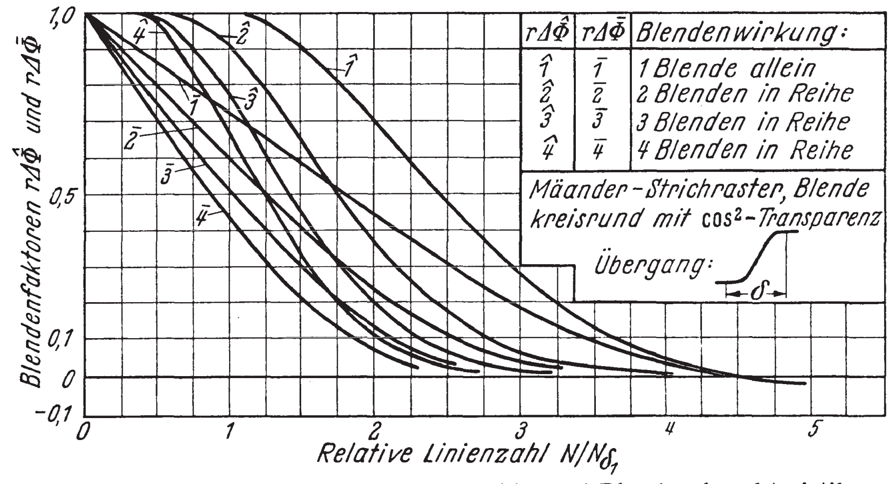


Abb. 64. Additive Wirkung der Reihenschaltung von bis zu 4 Blendencharakteristiken auf die Steilheit des Abfalls der Blendenfaktoren $r\,\Delta\hat{\Phi}$ und $r\,\Delta\bar{\Phi}$. Abtastvorlage: mäandrische Hell-Dunkel-Folge („square wave flux"), Blende: kreisrund mit rotationssymmetrischer $\cos^2$-Verteilung der Durchlässigkeit im Querschnitt. Nach O. H. SCHADE, II. [3] II. Teil und III. [8].

mit homogener Durchlässigkeit, Abb. 64 für den Fall einer kreisrunden Blende mit $\cos^2$-Verteilung der Transparenz. Die in Abb. 63 oberhalb der Kurvenschar eingezeichneten Übergangsformen zeigen das Zusammenschrumpfen des Trapezes zum Dreieck bei $N/N_\delta = 1$; die rechts neben den Kurven stehenden verdeutlichen den Abfall der Amplitude mit wachsendem $N/N_{\delta 1}$ und die zunehmende Abrundung (Verschleifung) der übertragenen mäandrischen Hell-Dunkel-Folge,

deren Übergänge in der optischen Bildvorlage unendlich steil, also vollkommen eckig sind.

Die beim Durchlaufen einer Reihe von Blendencharakteristiken oder deren Äquivalenten sich additiv ergebende Gesamtdämpfung des Modulationsgrades einer sinusförmigen Helligkeitsverteilung kann unter der Voraussetzung, daß nirgendwo eine Unstetigkeit auftritt, angenähert durch die Quadratsumme

$$\Delta^2 = d_1^2 + d_2^2 + d_3^2 + \cdots + d_n^2 \tag{III.78}$$

ausgedrückt werden [9]. Hier bezeichnet Δ den über alles genommenen effektiven Blendendurchmesser, der aus der Integration sämtlicher individuellen Einflüsse der Öffnungsweiten $d_1, d_2 \ldots$ resultiert (wobei es sich um wirkliche Blenden oder um deren elektrische Analoga handeln kann). Nach Gl. (III.78) wäre für zwei hintereinandergeschaltete gleiche Blenden vom Durchmesser d_0 die effektive Öffnung

$$\Delta = d_0 \cdot \sqrt{2}\,.$$

Die Nachprüfung dieser Beziehung ist an Hand der Gl. (III.19) und (III.20) möglich, wenn man in dem für die einzelne, einmalige Abtastung geltenden Ausdruck (III.19) an Stelle des Dämpfungsfaktors

$$\eta = \frac{\sin\frac{\pi d}{s}}{\frac{\pi d}{s}} \quad \text{den Wert einführt:} \quad \eta' = \frac{\sin\frac{\pi d\sqrt{2}}{s}}{\frac{\pi d\sqrt{2}}{s}}$$

und den so errechneten Betrag mit dem wahren, bei der Reihenschaltung von zwei Blenden auf η^2 reduzierten Aussteuerungsfaktor vergleicht. Für $d_0 = s/4$ wird $\eta^2 = 0{,}810$ und wegen $\Delta = \frac{s}{4} \cdot \sqrt{2}$ (resultierende effektive Blendenweite) $\eta' = 0{,}806$. Bei $d_0 = s/2$ ist die Übereinstimmung weniger gut; es ergibt sich $\eta^2 = 0{,}405$ und $\eta' = 0{,}356$. Die Regel der Quadratsumme [Gl. (III.78)] ist daher, worauf SCHADE mit Recht hinweist, nur in gewissem Abstande von dem N/N_δ-Verhältnis, das bei der 1. Nullstelle des differentiellen Flußfaktors der Blenden herrscht, anzuwenden, nämlich dort, wo der letztere mit wachsendem N/N_δ noch genügend linear abfällt.

Beachtet man diese Vorschrift und setzt ihr entsprechend einen brauchbaren Wert für $r\,\Delta\overline{\Phi}$ fest, für den sämtliche benutzten Blendencharakteristiken im wesentlichen geradlinig verlaufen, so ist auf Grund der in Kap. III. 5a mitgeteilten Beziehungen für jede einzelne Blende eine zugeordnete Zeilenzahl der Auflösung, die sie zuläßt, bestimmt ($N_1, N_2 \ldots$). Dann resultiert nach SCHADE die Zeilenzahl N_p, die bei der Reihenschaltung der Blendenwirkungen im Übertragungsvorgang den angenommenen Wert von $r\,\Delta\overline{\Phi}$ als Ergebnis über alle Einzelfunktionen liefert, aus:

$$N_p = 1/\sqrt{1/N_1^2 + 1/N_2^2 + \cdots + 1/N_n^2}\,. \tag{III.79}$$

In dieser Beziehung drückt sich zugleich ein typisches Faltungsgesetz der Bildauflösung beim Durchlaufen der Übertragungskette aus. Die tatsächlichen Verhältnisse liegen selbst unter günstigen Umständen so, daß z. B. die Wiedergabe eines Rasters von 625 abwechselnd hellen und dunklen Vertikalstrichen je Zeilenlänge, die auf dem Empfangsschirm mit dem Auge noch gut trennbar erscheinen sollen, geberseits eine Bildaufnahmeröhre erfordert, die imstande ist, längs der gleichen Strecke 1000 ··· 1200 Rasterstriche aufzulösen und eine diesem Schärfegrad entsprechende Feinstruktur des Fernsehsignals zu gewährleisten.

Naturgemäß versucht man, da mit den heutigen Bildgeberröhren eine so weitgehende Auflösung auf dem Speicherschirm nicht erreicht wird[1], eine Kompensation der Auswirkung von Gl. (III.108) durch kleinstmöglichen Durchmesser des bildschreibenden Kathodenstrahlquerschnitts im Empfänger zu erzielen. Dies bedingt eine sorgfältige elektronenoptische Durchbildung der Wiedergaberöhre, ist aber eine sehr lohnende Aufgabe, weil die Erfahrung lehrt, daß ein Fernsehbild aus normaler Betrachtungsentfernung immer dann am schärfsten erscheint, wenn man bei Annäherung an den Leuchtschirm die einzelnen Zeilen deutlich getrennt sieht.

Der Gl. (III.79) entspricht ein quadratisches Additionsgesetz der Anstiegszeiten der Helligkeit an den Hell-Dunkel-Kanten des wiedergegebenen Bildes in der Form:

$$\tau_s = \sqrt{\tau_1^2 + \tau_2^2 + \cdots \tau_n^2}\,, \qquad \text{(III.80)}$$

wo τ_s die über die gesamte Kette der Übertragungsmittel summierte Dauer des Überganges vom 0,1fachen bis zum 0,9fachen der Endamplitude bedeutet. τ_1, τ_2 usw. sind die Anstiegszeiten der einzelnen Prozesse, also im Normalfalle die der Abtastung des Sendebildes durch eine Blende endlicher Weite, sodann die des Anschwingens der elektrischen Kreise in den Verstärkern und schließlich die des Überganges des Strahlquerschnitts über den betrachteten Punkt des Empfangsbildes. Im allgemeinen sind die Größenordnungen dieser Zeiten etwa die gleichen. Wenn wir dementsprechend z. B. annehmen, daß die horizontale Weite des abtastenden Elektronenbündels in der Bildgeberröhre bei einer Übertragung mit 625 Zeilen tatsächlich nur etwa $^1/_{700}$ der Zeilenlänge beträgt, daß ferner das aus der Abtastung resultierende Frequenzband bis zum $\frac{700}{2}$fachen der Zeilenfrequenz vom elektrischen Kanal durchgelassen wird, während die „Blendenöffnung" des Schreibstrahls in seiner waagerechten Ablenkrichtung auf die Hälfte der Weite des Abtaststrahls reduziert ist, so ergibt sich im Empfangsbild eine relative räumliche Verbreiterung des Anstiegs vom 0,1fachen bis zum 0,9fachen der Endamplitude gemäß dem Zeitverhältnis ($\tau_2 = \tau_1$):

$$\tau_s = \sqrt{\tau_1^2 + \tau_2^2 + \frac{\tau_1^2}{4}} = \sqrt{\frac{9\,\tau_1^2}{4}} = \frac{3\tau_1}{2}\,,$$

d. h. die Horizontalschärfe entspricht etwa 467 Weiten der Abtastblende. Müßte die Schreibblende, um genügende Helligkeit zu erzeugen, auf die Dimension der Abtastblende vergrößert werden, so würde die Horizontalschärfe auf $700/\sqrt{3}$, d. h. 412 Weiten der Abtastblende, herabgehen. Diese Überlegung führt zu der S. 129 gestellten Forderung hinsichtlich des Auflösungsvermögens der Geberröhre, wenn auf dem Empfangsschirm die volle, 625 Zeilen entsprechende Schärfe erreicht werden soll.

Auf die Besonderheiten der Vertikalauflösung, insoweit diese mit der Blendenform und -größe sowie mit der Flußverteilung innerhalb der Blende zusammenhängt, kann erst nach Behandlung der Einflüsse des elektrischen Übertragungskanals auf die horizontale Wiedergabeschärfe eingegangen werden. Hierzu müssen wir die Annahme einer unbegrenzten Freiheit von Zeitkonstanten sowie unbeschränkter Frequenzdurchlässigkeit (und später auch die Hypothese konstanter Laufzeit) im fortleitenden Medium endgültig fallen lassen.

---

[1] Mit Leuchtschirm-Abtaströhren läßt sich die Schärfe von 1500 Bildzeilen optisch verwirklichen, wenn besondere Mittel angewendet werden, um den Durchmesser des Lichtflecks über das ganze Bildfeld gleichmäßig klein zu erhalten. Aber derartige Röhren sind nur für Filmgeber, nicht für direkte Aufnahme geeignet.

Schrifttum zum Kap. III.

[1] Ives, H. E., F. Gray, I. W. Horton, R. C. Mathes, H. M. Stoller, E. R. Morton, D. K. Gannett, E. I. Green u. E. L. Nelson: Symposium on Television, erschienen als Monographie des Amer. Inst. Electr. Engr., Juli 1927.

[2] Schröter, F.: Abbildung und Verstärkung bei Fernsehern. ENT Bd. 6 (1929) S. 439—453.

[3] Kell, R. D., A. V. Bedford u. M. A. Trainer: An experimental Television System. Proc. Inst. Radio Engrs., N. Y. Bd. 22 (1934) S. 1247.

[4] Wheeler, H. A., u. A. V. Loughren: The Fine Structure of Television Images. Proc. Inst. Radio Engrs., N. Y. Bd. 26 (1938) S. 540.

[5] Schröter, F.: Handbuch der Bildtelegraphie und des Fernsehens. Springer 1932. S. 300 (Verfasser H. Lux).

[6] Schwartz, E.: Die Flankensteilheit im Fernsehbild bei einem Bildelement mit glockenförmig abklingender Leuchtdichte. A. E. Ü. Bd. 4 (1950) S. 517—522.

[7] Kell, R. D., A. V. Bedford u. G. L. Fredendall: A Determination of Optimum Number of Lines in a Television System. RCA-Sammlung „Television", Bd. III (1938—1941) S. 59.

[8] Schade, O. H.: Electro-Optical Specifications for Television Systems. RCA-Review Bd. IX (1948) S. 245—286.

[9] Cawein, M.: Television Resolution as a Function of Line Structures. Proc. Inst. Radio Engrs., N. Y. Bd. 33 (1945) S. 855—864.